

АКУСТИКА

ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК МОЛОКА

О.Г. Кузьмин, А.В. Клемина, И.Ю. Демин

Нижегородский госуниверситет

Молоко – многокомпонентная биологическая жидкость. Её ценность как продукта питания очень велика. В настоящее время существует небольшое количество методов контроля состава молока. Все они относятся к физико-химическим методам, являются трудоемкими, дорогостоящими и достаточно длительными. Такой анализ имеет приближительную точность из-за большой погрешности оборудования и при выполнении технологий. Применение метода интерферометра постоянной длины позволяет быстро и очень точно провести измерения акустических характеристик молока.

Резонаторный метод или метод интерферометра фиксированной длины, основанный на использовании стоячих ультразвуковых волн в цилиндрическом резонаторе, позволяет определить скорость и затухание ультразвука в малых объемах образца по ширине и резонансной частоте характеристических пиков. Основная частота f_s столбика образца равна $f_s = V_s / 2d$, где V_s – скорость ультразвука в образце. При малых величинах затухания ультразвука на расстоянии d между преобразователями можно пользоваться простым соотношением между шириной ΔF_j полосы пропускания на уровне половинной мощности конкретного пика и частотой f_j этого пика [1]:

$$a\lambda / \pi = \Delta F_j / f_j,$$

где $a\lambda$ – поглощение на длину волны.

Измерения производились в одной из ячеек прибора «БИОМ» [2]. В ней до проведения измерений акустических характеристик молока при калибровке прибора дистиллированной водой производилось точное измерение температуры электронным термометром с USB-интерфейсом. Её значение составило 37,25 С, этой температуре соответствует значение скорости звука 1524,076 м/с. Вычисленная по полученным калибровочным данным длина резонаторной ячейки составила 5,954 мм.

В цельном молоке содержится порядка 85% воды и 15% сухого остатка (2,9% молочного жира, 2,68% белковых веществ, 2,5% азотистых веществ, 4,5% углеводов и др. веществ) [3]. Поэтому мы исходили из предположения о наибольшей величине вклада в акустические характеристики молока таких компонентов, как белок, жир и молочный сахар, поскольку их концентрации в молоке наиболее значительны. Величина вкладов в акустические параметры других составляющих молока ничтожно мала, и ею можно пренебречь.

Также в ходе эксперимента измерения проводились на молоке, в составе которого такие компоненты, как белок и углеводы, находились в постоянной концентрации – 2,9% и 4,8% соответственно. Тогда уравнение, характеризующее вклад компонентов молока в скорость ультразвука можно переписать в виде:

$$S_m = S_{жс}^0 C_{жс} + S',$$

где $S_m = (v_m - v_{H_2O})/v_{H_2O}$ – изменение скорости ультразвука в молоке по отношению к воде, $S_{ж}$ – концентрация жира, S' – коэффициент характеризующий вклад белков, углеводов и ионов, входящих в состав молока.

В ходе эксперимента измерения были произведены на молоке с концентрацией жира 0,5; 1,5; 2,5; 3,5, а также смесях с концентрацией жира 2,0; 2,3; 2,75. Рабочим пиком был выбран 57-й пик, центральная частота которого в воде составляет $\approx 7,802$ кГц. Результаты измерений представлены в таблице.

Табл.

Жирность, %	F ₅₇ , Гц	F ₅₈ , Гц	ΔF_{57} , Гц	Скорость звука, м/с	$\alpha\lambda$
0,50	7934501	8072666	14536	1550,040	0,005755395
1,50	7920612	8058609	16927	1547,326	0,006713842
2,00	7915244	8052963	18332	1546,278	0,007276046
2,30	7911726	8049343	19336	1545,590	0,007677950
2,50	7909523	8046746	20525	1545,160	0,008152349
2,75	7906156	8043560	21072	1544,502	0,008373177
3,50	7898293	8035454	21986	1542,966	0,008745061

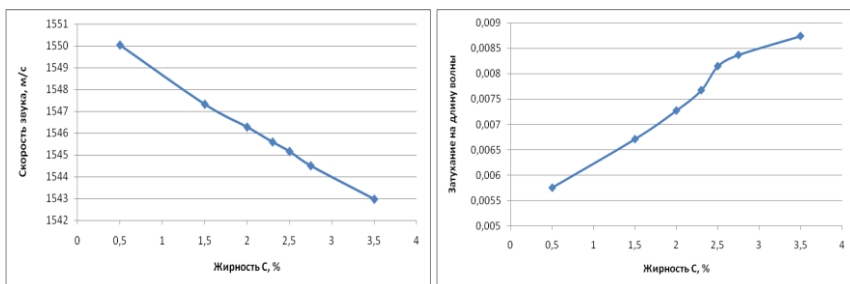


Рис.

После обработки данных, полученных при измерениях на молоке, были проанализированы зависимости скорости звука и поглощения на длину волны от концентрации жира в молоке и построены графики соответствующих зависимостей. Как видно из графиков (см. рис.), получена хорошая линейная зависимость изучаемых параметров.

- [1] Бергман Л. Ультразвук и его применение в науке и технике. – М.: Изд-во Иностранной литературы, 1957. С.726.
- [2] Клемин В.А., Клемина А.В. //Изв. ЮФУ. Технические науки. 2009. № 10 (99). С. 258.
- [3] Алексеева Н.Ю. Состав и свойства молока как сырья для молочной промышленности. Справочник. – М.: Агропромиздат, 1986. 210 с.

О ВЛИЯНИИ РАЗМЕРА МИНИАТЮРНЫХ ГИДРОФОНОВ НА ПРИНИМАЕМЫЕ ПРОФИЛИ АКУСТИЧЕСКИХ УДАРНЫХ ВОЛН ПРИ ПРОВЕДЕНИИ ЛАБОРАТОРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

В.В. Курин¹⁾, М.С. Дерябин²⁾, Д.А. Касьянов²⁾, И.Ю. Грязнова¹⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Научно-исследовательский радиофизический институт

В данной работе, на примере исследований профиля волны накачки в отраженном пучке большой интенсивности, нормально падающего на границу раздела вода-воздух, обсуждаются условия корректной регистрации акустических сигналов в звуковых пучках. В настоящее время для регистрации широкополосных высокочастотных акустических сигналов исследователи широко применяют гидрофоны с активным элементом на основе PVDF пленок [1]. Считается, что для проведения достоверных измерений нелинейных акустических полей достаточно, чтобы чувствительный элемент гидрофона имел характерный размер, не превышающий половину длины волны сигнала накачки. При лабораторных экспериментальных исследованиях в нелинейной акустике приходится иметь дело с сигналами, имеющими спектральные компоненты на частотах порядка десятков МГц. При этом для регистрации широкополосных сигналов с шириной полосы до 40 МГц, (см., например, [2]) применяются гидрофоны с характерными размерами, составляющими 0,2–0,5 мм. Экспериментальных работ, где используются гидрофоны с размерами менее 0,1 мм, практически не встречается, хотя вопросам влияния приёмных устройств на профили принимаемых нелинейных волн посвящён ряд работ (см., например, [3]). В докладе приводятся предварительные, во многом методические результаты.

В экспериментах использовался плоский пьезокерамический излучатель, с апертурой $D = 4,5$ см, работающий в импульсном режиме. Длительность импульсов и частота излучения во всех экспериментах была фиксирована и составляла $\tau = 20,0$ мкс и $f_0 = 1,00$ МГц соответственно. Регистрация формы нелинейных волн в произвольной точке отраженного пучка осуществлялась миниатюрными калиброванными гидрофонами фирмы «Precision acoustics» с размерами активного элемента $\delta = 0,04$ мм, $\delta = 0,2$ мм, $\delta = 0,5$ мм и $\delta = 1,0$ мм, имеющими заводские калибровки в диапазоне до 20 МГц.

На рис. 1, *a–г* представлены профили сигналов в одной точке отраженно-го пучка для всех четырех гидрофонов, используемых в эксперименте. Гидрофоны располагались на акустической оси пучка на расстоянии 8 см от границы. Из рис. 1 видно, что даже для гидрофонов с минимальными размерами активного элемента $\delta = 0,2$ мм и $\delta = 0,04$ мм осциллограммы принятых сигналов существенно различаются. Гидрофон с размером активного элемента $\delta = 0,04$ мм зарегистрировал интенсивный кратковременный «всплеск» в области сжатия (рис.1, *a*), а гидрофоны большего размера (рис.1, *б–г*) этот эффект не зафиксировали. Авторы интерпретируют эти результаты следую-

щим образом: прием гармоник высших номеров, парциальная длина волны на которых меньше линейного размера активного элемента, осуществляется не вполне корректно из-за интегрирования по апертуре, и, как следствие, фазовых сбоев гармоник, формирующих высокочастотную часть профиля ударных волн. Кроме того, чувствительность в рабочем диапазоне частот зависит от угла поворота гидрофонов вокруг оси симметрии, что проиллюстрировано на рис. 2, а–д, где приведены осциллограммы сигналов, принятых гидрофоном, с активным элементом $\delta = 0,2$ мм в фиксированной точке пространства в зависимости от последовательного поворота гидрофона на 60° вокруг собственной оси, а гидрофон с размером активного элемента $\delta = 0,04$ мм обладает изотропной чувствительностью.

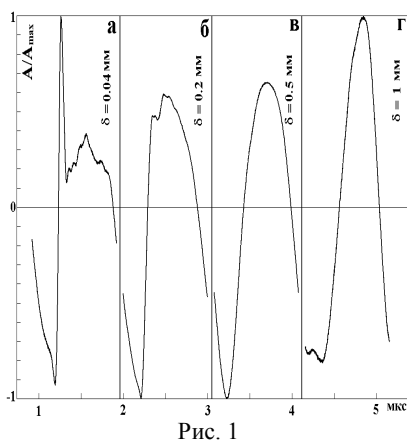


Рис. 1

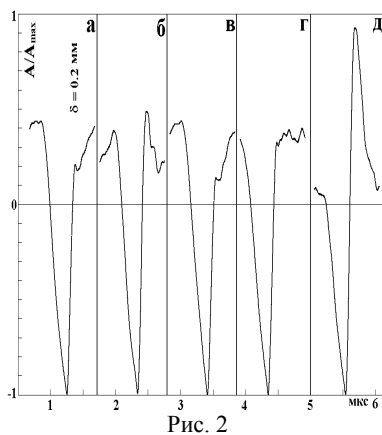


Рис. 2

Экспериментально показано, что для воспроизводимости результатов экспериментов критически необходимо выполнение условия: размер активного элемента гидрофона должен быть значительно меньше характерных поперечных размеров парциальных (на каждой из гармоник) неоднородностей поля в пучке.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (проекты № 09_02_01239 и 11_02_00774), Федеральной программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России 2009-2013» (контракт №. 02.740.11.0565), а также ведущей научной школы (грант № 3700.2010.2).

- [1] Руденко О.В., Сапожников О.А. //УФН. 2004. Т. 174. № 9. С. 973.
- [2] Ganjehi L., Marchiano R., Coulouvrat F., Thomas J.-L. //J. Acoust. Soc. Am. 2008. V. 124(1). P. 57.
- [3] Canney M.S. et al. //J. Acoust. Soc. Am. 2008. V. 124(4). P. 2406.

О ВЛИЯНИИ КОРРЕЛЯЦИИ В РАСПОЛОЖЕНИИ ДИСКРЕТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ НА СРЕДНЮЮ ИНТЕНСИВНОСТЬ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН

И.Ю. Грязнова, Л.М. Ковалева

Нижегородский госуниверситет

Влияние статистики пространственного расположения дискретных рассеивателей в частности важно в задачах дистанционной акустической диагностики неоднородностей дна океана, поскольку их расположение по дну можно считать равномерным и статистически независимым лишь в первом приближении. Задача дистанционной диагностики – по рассеянному в обратном направлении дном сигналу определить концентрацию рассеивателей.

Конкретизируем задачу. Пусть данные неоднородности – дискретные, будем их моделировать абсолютно жесткими шариками одинакового радиуса a . При случайном расположении неоднородностей на плоскости дна их среднюю концентрацию будем считать постоянной. Следовательно, одноточечная функция распределения также является постоянной.

Учтем возможную статистическую зависимость взаимного расположения рассеивателей, введя в двухточечную функцию распределения функцию $\mu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$:

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = W(\mathbf{r}_1)W(\mathbf{r}_2)(1 + \mu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)).$$

Положим, что функция $\mu(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ зависит только от расстояния между частицами $\rho = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$, и получим ее связь с функцией корреляции концентрации дискретных неоднородностей, полагая поле рассеивателей статистически однородным:

$$\Psi_n(\rho) = \bar{n}\delta(\rho) + \bar{n}^{-2}(1 + \mu(\rho)),$$

где $n(\mathbf{r})$ – концентрация рассеивателей.

Поместив источник и приемник в одну точку над звукопрозрачной поверхностью дна, на которой расположены дискретные неоднородности, в приближении однократного рассеяния при нормальном падении акустических сигналов на плоскость дна, нетрудно найти выражение для средней интенсивности рассеянного поля в точке приема как сумму когерентной $I_{\text{ког}}$, независимой $I_{\text{нез}}$ и коллективной $I_{\text{кол}}$ компонент. Общие выражения для когерентной, независимой и коллективной компонент интенсивности представлены в [1].

Будем интересоваться коллективной компонентой средней интенсивности, так как только на нее влияет наличие корреляции в расположении рассеивателей.

Диаграмму направленности излучателя можно аппроксимировать гауссовой кривой $D(\theta) = \exp(-\theta^2 d^2/\lambda^2)$, где d – апертура преобразователя, λ – длина волны.

На кафедре акустики ННГУ были проведены модельные эксперименты по исследованию средней интенсивности обратного рассеяния при разных

радиусах корреляции расположения рассеивателей. Имелась принципиальная возможность на основе оптической обработки результатов эксперимента определить параметры аппроксимации $\mu(\rho)$.

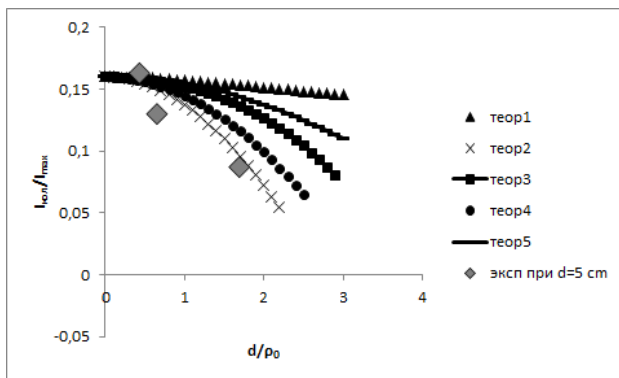


Рис.

На рисунке представлены теоретические кривые для следующих видов функции $\mu(\rho)$: $\mu(\rho) = \mu_0 \exp(-\rho^2 / \rho_0^2)(1 - \rho^2 / \rho_0^2)$ – кривая «теор1» на графике, $\mu(\rho) = \mu_0 \exp(-\rho / \rho_0)(1 - \rho / \rho_0)$ – кривая «теор2», $\mu(\rho) = \mu_0 \exp(-\rho / \rho_0)$ – кривая «теор3», $\mu(\rho) = \mu_0 \exp(-\rho^2 / \rho_0^2)$ – кривая «теор4», $\mu(\rho) = \mu_0 \exp[-(\rho - \rho_0)^2 / \rho_0^2]$ – кривая «теор5». При сравнении построенных теоретических зависимостей при различных видах функции $\mu(\rho)$ и экспериментальных значений, видно, что модифицированная экспоненциальная функция наиболее близка к экспериментальным точкам.

Таким образом, статистика распределения неоднородностей на плоскости дна влияет на интенсивность обратного рассеяния. Также было показано, что с увеличением радиуса корреляции увеличивается коллективная компонента средней интенсивности. Получено, что средняя интенсивность обратного рассеяния может увеличиваться в несколько раз при изменении радиуса корреляции взаимного расположения рассеивателей. Наилучшее согласование с экспериментальными данными дает аппроксимация корреляционной функции модифицированной экспоненциальной функцией.

Работа выполнена при поддержке Гранта государственной поддержки ведущих научных школ НШ-3700.2010.2 и проекта ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (контракт № 02.740.11.0565).

[1] Горская Н.В., Грязнова И.Ю., Гурбатов С.Н., Николаев Г.Н. //Акуст. журнал. 1990. Т. 36, №4. С. 637.

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОГО КОЭФФИЦИЕНТА ТУРБУЛЕНТНОЙ ДИФFUЗИИ ПАССИВНОЙ ПРИМЕСИ С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ МЕЖМОЛЕКУЛЯРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ

Е.З. Грибова, Д.В. Шкабенков

Нижегородский госуниверситет

Задача о распространении пассивной примеси в случайном поле скоростей является важной проблемой статистической гидродинамики и имеет большое значение для решения экологических проблем диффузии примеси в атмосфере Земли и океанах, а также для метеорологии.

Описание движения частиц пассивной примеси, подверженной молекулярным столкновениям, в случайном поле скорости чрезвычайно сложно. Вывод и анализ уравнений, описывающих статистические свойства плотности примеси для разных моделей случайных параметров в различных приближенных схемах, продолжается не одно десятилетие. Аналитически удается рассмотреть влияние турбулентной и молекулярной диффузии лишь по отдельности.

Цель данной работы – выяснить, как влияет молекулярная диффузия на коэффициент турбулентной диффузии. При этом учтем конечность времени корреляции поля скорости среды.

Координата $\mathbf{x}(t)$ безынерционной частицы пассивной примеси, переносимой потоком со случайной скоростью $\mathbf{v}(\mathbf{x}, t)$, подчиняется уравнению Ланжевена:

$$d\mathbf{x}(t)/dt = \mathbf{v}(\mathbf{x}(t), t) + \mathbf{w}(t) \quad (1)$$

и с учетом влияния молекулярной диффузии на турбулентную имеет дисперсию

$$\langle (x(t) - x(0))_\alpha (x(t) - x(0))_\beta \rangle = 2D^{\text{ef}}(D_0) \delta_{\alpha\beta} t, \quad (2)$$

куда входит интересующий нас эффективный коэффициент диффузии $D^{\text{ef}}(D_0)$. В уравнении (1) $w(t)$ – случайный гауссовский процесс, который отвечает за молекулярную диффузию и имеет функцию корреляции с коэффициентом молекулярной диффузии D_0 :

$$\langle w_\alpha(t) w_\beta(t') \rangle = 2D_0 \delta_{\alpha\beta} \delta(t - t'). \quad (3)$$

Для учета конечного времени корреляции поля скорости корреляционная функция выбрана в виде

$$\langle v_\alpha(\mathbf{x}, t) v_\beta(\mathbf{y}, s) \rangle = C(|t - s|) B_{\alpha\beta}(\mathbf{x} - \mathbf{y}), \quad (4)$$

где временной множитель $C(t)$ задан функцией

$$C(t) = e^{-|t|/\tau} \cos(\omega t). \quad (5)$$

Для моделирования двумерного поля скорости с заданной корреляционной функцией использована функция тока

$$\Psi(\mathbf{x}, t) = \psi_0 [\alpha(t) \cos(\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{x}) + \beta(t) \sin(\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{x})], \quad (6)$$

где $\alpha(t)$ и $\beta(t)$ – независимые случайные гауссовы процессы с корреляционной функцией, равной $C(t)$; \mathbf{k}_0 – волновой вектор, который имеет постоянное значение модуля и равномерно распределенное по углу случайное направление. Поле скоро-

сти моделируется в соответствии с (3)–(6) по известному из [1, 2] алгоритму. Для нахождения эффективного коэффициента диффузии используется полученная с учетом (1), (2) удобная для численного моделирования формула:

$$D^{ef} = \frac{1}{d} \int_0^{\infty} \langle (\mathbf{v}(\mathbf{x}(\tau), \tau) + \mathbf{w}(\tau))(\mathbf{v}(\mathbf{x}(0), 0) + \mathbf{w}(0)) \rangle d\tau .$$

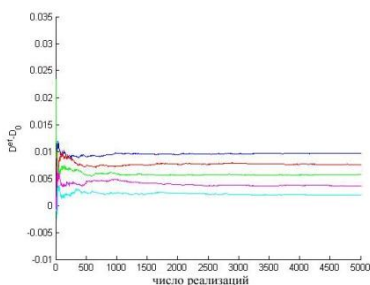


Рис. 1

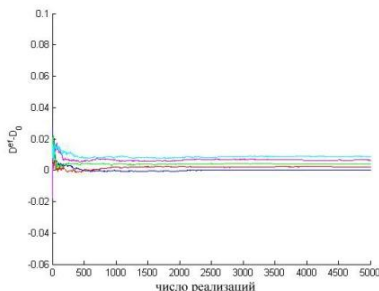


Рис. 2

На рис. 1 и 2 представлена полученная в численном эксперименте зависимость коэффициента турбулентной диффузии $D^T = D^{ef} - D_0$ от числа реализаций для коэффициента молекулярной диффузии D_0 (сверху вниз на рис. 1 и снизу вверх на рис. 2): 0 ; $2,2 \cdot 10^{-3}$; $4,4 \cdot 10^{-3}$; $6,6 \cdot 10^{-3}$; $8,8 \cdot 10^{-3}$. Параметр $\omega\tau$ равен 0 и 2 соответственно. Результат соответствует усилению турбулентной диффузии в присутствии молекулярной при конечном времени корреляции поля скорости.

Ранее в [3] утверждалось, что молекулярная диффузия ослабляет действие турбулентной. Этот вывод основан на оценках эффективного коэффициента диффузии по порядку величины $D^{ef} \sim \langle v^2 \rangle \tau$, где τ – время корреляции. Поскольку молекулярная диффузия заставляет частицы диффундировать, тем самым уменьшая время τ , то она уменьшает и коэффициент диффузии.

В то же время, численный эксперимент, проведенный в данной работе, показал, что есть и противоположный эффект, и он более сильный, чем тот, на который указано в [3]. Но для того, чтобы эффект усиления диффузии проявился, необходимо, чтобы скорость не была дельта-коррелированной и чтобы функция корреляции скорости была осциллирующей. Это дает участки антикорреляции, которые замедляют диффузию. Но молекулярная диффузия пытается вытолкнуть частицы из таких областей, тем самым ослабляя захватывающее действие «медленных» участков траекторий.

[1] Грибова Е.З, Саичев А.И. //ПЭ. 1994. Т.39, № 2. С. 193.

[2] Непп Д.Л. //ТИИЭР. 1983. Т. 71, № 6. С. 40.

[3] Mazzino A., Vergassola M. //Europhys. Lett. 1997. V. 37, № 8. P. 535.

ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ ПРИ ФИЛЬТРАЦИИ ВОЗДУШНОГО ПОТОКА СКВОЗЬ ПОРИСТУЮ СРЕДУ

Ю.М. Заславский, В.Ю. Заславский

*Институт прикладной физики РАН
Нижегородский госуниверситет*

Работа посвящена исследованию акустической эмиссии, создаваемой потоком воздуха, пронизывающим пористую среду. Анализ сигналов направлен на выявление особенностей, составляющих базис по обоснованию новых подходов при поиске нефtezалежи во внутрипоровом пространстве среды, залегающей в недрах. В лабораторных экспериментах, выполненных на специально собранной установке, сквозь образцы пористой пемзы фильтруется воздушный поток, который сопровождается акустической эмиссией. Фильтрация воздуха пористой средой происходит за счет перепада давления (3–4 атм.) на образце. Воздушно-акустический шум принимается измерительным микрофоном, установленным вблизи среза образца (где поток выходит в атмосферу), сигнал эмиссии регистрируется в памяти компьютера и после его обработки получают спектры в широкой полосе частот 20 Гц...46 кГц. Эксперименты проведены с несколькими типами образцов: с сухими порами (воздушно-заполненными) или порами, частично насыщенными влагой или глицерином, что позволяет изучить спектральный состав шума и выявить особенности, обусловленные присутствием в капиллярах «защемленной» жидкости.

В качестве иллюстрации представлены несколько осциллограмм и спектрограмм сигналов акустической эмиссии, полученных в наших экспериментах. Так, на рис.1 *a, б* показаны осциллограммы сигналов акустической эмиссии, наблюдаемой в моменты, следующие сразу после снятия перепада давления, регистрируемой в случае фильтрации сжатого воздуха сквозь мелкопористый (*a*) и крупнопористый (*б*) образцы пемзы. Характерное время релаксации шума в первом случае (секунды) в несколько раз меньше его значения во втором (десятки секунд). Такая же картина наблюдается при переходе от фильтрации в сухом образце к случаю, когда в некоторых порах содержится глицерин. Скорость течения фильтруемого потока оценивается интервалом ~ 1–10 мм/с. Данные показывают, что диаметр и концентрация пор не являются единственными, напрямую определяющими проницаемость среды, поскольку на нее оказывают влияние также извилистость, разветвленность, взаимная пересекаемость пор, смачиваемость стенок пор жидкостью и другие факторы.

На рис.2 *a, б* представлена спектральная плотность мощности сигналов акустической эмиссии, регистрируемой в случае фильтрации сжатого воздуха сквозь мелкопористый образец с сухими порами (*a*) и с порами, частично заполненными глицерином (*б*), имеющим параметры, близкие к аналогичным у нефтепродуктов. Видно, что при отсутствии жидкости в порах среды спектральная плотность эмиссии характеризуется плавными максимумами, основной из которых приходится на частоты 24–26 кГц, а при их частичном заполнении жидкостью наряду с ним возникают дополнительные максимумы как на низких 10–15 кГц, так и на более высоких частотах ~ 36 кГц. Время релаксации (при спаде до уровня фона 50 дБ) при введе-

нии жидкости в поры также заметно возрастает. Из результатов анализа акустического шума (время релаксации и спектральный состав) в принципе следует возможность прогноза присутствия жидкости в порах. Детальный анализ акустических характеристик предполагается и в дальнейшем, что позволит получить количественные показатели процентного содержания жидкости, заземленной в порах.

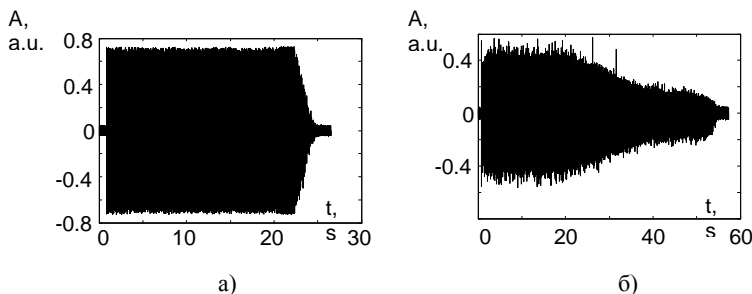


Рис. 1

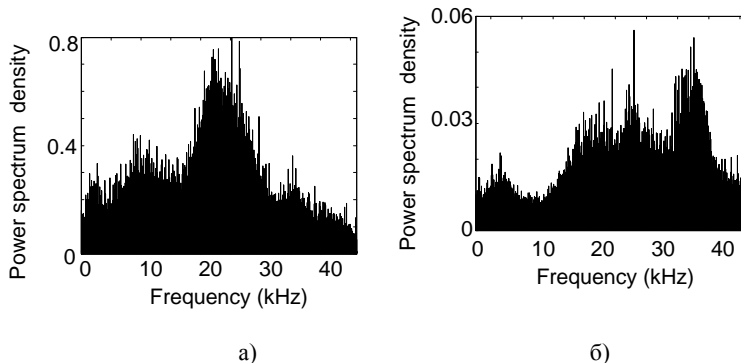


Рис. 2

Таким образом, экспериментально обнаружены значительные изменения во времени релаксации уровня шума и в спектре акустической эмиссии при введении жидкости в поры среды, что принципиально важно в решении проблем прогноза и бесконтактного акустического зондирования недр. Предшествующие работы [1, 2] также были посвящены аналогичным вопросам, но из-за отсутствия необходимого аппаратного обеспечения подобных результатов ранее получено не было.

Авторы благодарят Е.Н. Мухина и Д.С. Халтурина за помощь в работе.

- [1] Ипатов А.И., Городнов А.В., Ипатов С.И., Марьенко Н.Н., Петров Л.П., Скопинцев С.П. //Геофизика. 2004. №2. С.25.
 [2] McKinley R.M., Bower E.M., Rumble R.C. //JPT. 1973. V.3. P.329.

ГЕНЕРАЦИЯ H_2O_2 В ВОДЕ, ОБТЕКАЮЩЕЙ ТВЕРДОЕ ТЕЛО

Е.В. Чиркова¹⁾, Д.А. Селивановский²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Институт прикладной физики РАН

В сообщении с точки зрения эффекта механохимической диссоциации воды объясняется факт увеличения концентрации $\Delta n(\text{H}_2\text{O}_2)$ в воде после прохода самодвижущегося макета [1]. Опыты проводились в 70-х годах в МГУ. Первоначально появление H_2O_2 трактовалось как следствие гальванохимического взаимодействия металлов на воду [2]. Однако такая трактовка в итоге была сочтена неудовлетворительной.

Эффект механохимической генерации пероксида водорода (H_2O_2) при действии вязких сил в воде впервые был исследован Д.А. Селивановским [3]. Причина появления в воде H_2O_2 – диссоциация воды: $\text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{H}^+ + \text{OH}^-$. В дальнейших пост-диссоциационных реакциях гидроксил радикалы образуют H_2O_2 : $\cdot\text{OH} + \cdot\text{OH} \rightarrow \text{H}_2\text{O}_2$.

На рис. 1 приведена найденная в опытах зависимость эффективности ($W_{\text{хим}}/W_{\text{вяз.потери}}$) диссоциации воды как функция $1/D$, где D имеет смысл эффективной толщины погранслоя. Эффективность – это своего рода КПД механохимической реакции диссоциации воды при действии вязких потерь. Т.е., считается, что вязкие потери содержат как часть и энергию, затрачиваемую на механохимическую диссоциацию воды. Диссоциация воды детектируется измерением $\Delta n(\text{H}_2\text{O}_2)$. В целом потери энергии при диссоциации воды:

$$W_{\text{хим.}} [\text{Дж/литр}] = 2 \times d_{1R} \times N \times \Delta n (\text{H}_2\text{O}_2),$$

где 2-стехиометрический множитель, учитывающий диссоциацию двух молекул воды для образования одной молекулы H_2O_2 , $d_{1R} = 5,2 [\text{эВ}] = 8 \times 10^{-19} [\text{Дж/молекулу}]$ – энергия связи Н-ОН в уединенной молекуле воды, N [молекул/моль] – число Авогадро, $\Delta n (\text{H}_2\text{O}_2)$ [моль/литр] – увеличение концентрации H_2O_2 в воде. Полная схема пост-диссоциационных реакций в воде, насыщенной газами воздуха (ситуация рассматриваемого опыта) описана в [4]. Измерение $\Delta n(\text{H}_2\text{O}_2)$ в опыте позволяет определить $W_{\text{хим.}}$ [Дж/л]. Одновременно измеряемые $W_{\text{вяз.потери}}$ [Дж/д] позволяют оценить величину эффективности $W_{\text{хим.}}/W_{\text{вяз.потери}}$ [3]. Т.о. оценивается роль механохимической диссоциации воды.

В опыте самодвижущийся макет проходил на глубине 1,6 м дистанцию ≈ 50 м. Эта операция повторялась 10 раз с интервалом 15 мин. Пробы воды отбирались батометром с оси трассы прохода. После окончания проходов пробы воды отбирались еще трижды: через 10, 24 и 48 часов. Макет имел форму цилиндра длиной

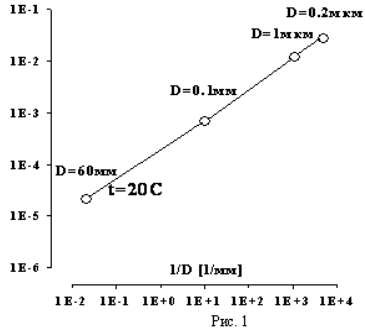


Рис. 1

2,5 м, диаметром 0,26 м и был снабжен шестилопастным движителем-винтом диаметром 0,17 м. Винт вращался с частотой 450 об/мин., что обеспечивало макету скорость 0,9 м/сек.

Для необходимых оценок определим эффективные толщины погранслоя и для корпуса макета, и для лопасти винта. Для корпуса макета эта толщина (эффективная, т.е. на уровне $0,3U_0$, здесь U_0 – скорость движения макета в целом): $D_{\text{корпус}} = 2 \times (x_{\text{корпус}} \nu / 0,3 U_0)^{1/2} \approx 5$ мм. Здесь $\nu = 1,5 \times 10^{-6}$ м²/сек – динамическая вязкость при 0⁰С. Для винта, у которого сечение лопасти $x_{\text{винт}} \approx 0,1$ м и линейная скорость обтекания $U_{\text{винт}} = \Phi \times \omega/2 = 35$ м/сек, $D_{\text{винт}} \approx 0,13$ мм.

Из рис. 1 следует, что эффективность диссоциации на винте на 2 порядка выше, чем на корпусе. Очевидно, что общая энергия вязких потерь при равномерном движении макета равна его кинетической энергии. Макет был в целом практически уравновешен в воде, и поэтому $W_{\text{вяз. потеря}} = m_{\text{корп}} U^2 / 2 = 53$ Дж. Для винта $W_{\text{хим.}} \approx 10^{-2}$ Дж/л. Таким образом, $\Delta n(\text{H}_2\text{O}_2) \approx 10^{-8}$ моль/л за проход макета, а после 10 проходов макета $\Delta n(\text{H}_2\text{O}_2) \approx 10^{-7}$ моль/л. После проходов концентрация H_2O_2 уменьшается из-за разбавления.

В первой фазе конус возмущения воды расширяется коаксиально, пока не становится заметным влияние плавучести N (при опытах перепад температур имел изменение с глубиной $\Delta t^0/\Delta h \approx 1$ град/м). Влияние плавучести уже существенно после задержки $t_0 \geq 1/N \approx 100$ сек. К этому моменту возмущенная область имеет диаметр $\Phi_{01} \approx \Phi_{\text{корп}}(2U_0/N\Phi_{\text{корп}})^{1/3} \approx 1,2$ м с погонным объемом $V_{01} \approx 1$ м³.

В дальнейшем в свободном пространстве возмущенная область расширяется как $\Phi_{\text{области}} \approx \Phi_{\text{корпуса}}(X/\Phi_{\text{корпуса}})^{1/3}$ м. Здесь X – длина возмущенной области воды. Толщина возмущенной области остается уже практически неизменной. Измерения остаточной концентраций $n(\text{H}_2\text{O}_2)$ проводились спустя 10, 24 и 48 часов после окончания пусков макета, когда погонные объемы перемешанной воды равны соответственно $\Phi_{10} \rightarrow 13$ м³, для $\Phi_{24} \rightarrow 53$ м³ и для $\Phi_{48} \rightarrow 83$ м³.

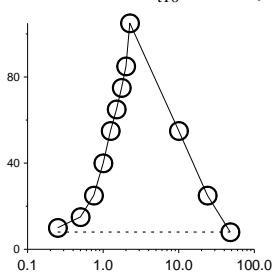


Рис. 2

Однородное разведение образовавшегося H_2O_2 уменьшалось бы в свободном пространстве так, что после 10 часов $n(\text{H}_2\text{O}_2)_{-10\text{часов}} \leq 0,8 \times 10^{-8}$ моль/л, после 24 часов $n(\text{H}_2\text{O}_2) \leq 0,2 \times 10^{-8}$ моль/л и после 48 часов $n(\text{H}_2\text{O}_2) \leq 0,12 \times 10^{-8}$ моль/л. При фоне содержания в воде $n(\text{H}_2\text{O}_2) \approx 0,8 \times 10^{-8}$ моль/л спадание до фона произойдет через 10 часов.

На рис. 2 представлена динамика изменения $n(\text{H}_2\text{O}_2)$ в опыте и в фазе ее увеличения, и в фазе разбавления, полученная в лабораторных опытах в 1972 г. [1]. Ось Y – $n(\text{H}_2\text{O}_2) \times 10^{-9}$ [моль/л]; ось X – текущее время (часы). В фазе проходов макета показаны результаты изменений $n(\text{H}_2\text{O}_2)$ после каждого запуска макета, в фазе разбавления – спустя 10, 24 и 48 часов. Пунктиром указано фоновое содержание H_2O_2 . Однако то обстоятельство, что опыт проводился в бассейне конечной ширины, и проходы макета осуществлялись вдоль одной из его боковых стенок, это должно было замедлить спадание $\Delta n(\text{H}_2\text{O}_2)$.

Таким образом, показано, что рассмотрение процессов появления H_2O_2 в воде, обтекающей твердое тело, с позиций механохимической диссоциации воды при действии вязкого трения исчерпывающе объясняет наблюдаемые эффекты.

- [1] Супоницкий В.Л., Габов А.И., Каплан А.А. /В кн.: Годовой отчет МГУ. – М.: Изд-во МГУ, 1973. Т.VIII/2.
- [2] Крачевский И.Р. Термодинамика критически разбавленных растворов. – М.: Наука, 1975.
- [3] Домрачев Г.А., Диденкулов И.Н., Родыгин Ю.Л., Селивановский Д.А., Стунжас П.А. //Хим. физика. 2001. Т.20(4). С.82.
- [4] Селивановский Д.А. /В кн.: Сб. трудов XXII сессии РАО.– Москва, 2010. С.49.

АКУСТИЧЕСКОЕ ПРОФИЛИРОВАНИЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПОРТАТИВНОГО ВИБРАТОРА И ЦИФРОВОЙ СЕЙСМОСТАНЦИИ: ВОЛНА РЭЛЕЯ

А.И. Коньков^{1,2)}, А.В.Лебедев²⁾, С.А.Манаков²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Институт прикладной физики РАН

Реконструкция приповерхностных слоев представляет значительный интерес для задач инженерной сейсморазведки. Данная работа показывает возможности использования портативного вертикального вибратора и цифровых сейсмостанций для решения задачи профилирования сильно неоднородных слоев вблизи поверхности.

Для возбуждения сейсмических волн использовался наземный широкополосный излучатель электродинамического типа. Излучаемый импульсный сигнал генерировался программным образом и через согласующие цепи подавался на излучатель. Прием сигналов осуществлялся с помощью цифровой многоканальной сейсморазведочной станции «Лакколит X-M2». Приёмные геофоны располагались в линию, попарно вертикальный и горизонтальный геофоны, с расстоянием 1 м между позициями пар, создавая приемную антенну или трассу для каждого положения вибратора. Каждая трасса длиной 23 м содержала 24 пары приемных геофонов. Для увеличения отношения сигнал/шум производилось когерентное накопление записей нескольких импульсных откликов среды и цифровая фильтрация в полосе зондирующих сигналов 70–350 Гц.

Принятый сигнал содержал волновые пакеты, отвечающие различным волнам. Расшифровка всей волновой картины была начата с анализа волны Рэлея, которой отвечала самая низкая скорость распространения. Для уточнения кинематических характеристик (времени прихода) волн вычислялись взаимно-корреляционные функции принятого сигнала и импульсного отклика вибратора. Стробирование принятого сигнала скользящим окном позволило выделить отклик волны Рэлея и определить вертикальные и горизонтальные смещения в этой волне.

Измеренные смещения были сопоставлены с теоретическим расчетом, что позволило: 1) оценить переменную силу, приложенную к грунту, и сравнить полученную величину с прямыми измерениями; 2) оценить затухание в волне Рэлея, сравнив полученную величину с ранее измеренной. Таким образом, была произведена верификация модели и получено прямое подтверждение природы медленного волнового процесса.

Теоретический расчет продольных и поперечных проекций смещений был проведен по формулам работы [1]. При этом вибратор рассматривался как силовой источник с давлением, равномерно распределенным по круговой площадке.

Вычисления производились при амплитуде силы 340 Н (значение отвечает данным прямых наблюдений) и коэффициенте потерь 0,05 (значение практически совпадает с измеренным ранее в [2]). Соотношение вертикальной и горизонтальной проекции смещения $U_z/U_T \approx 1,57$ отвечает коэффициенту Пуассона 1/3. В итоге была проведена оценка скорости волны Рэлея, полученное значение $V_R \approx 116$ м/с согласуется с полученными ранее данными [2].

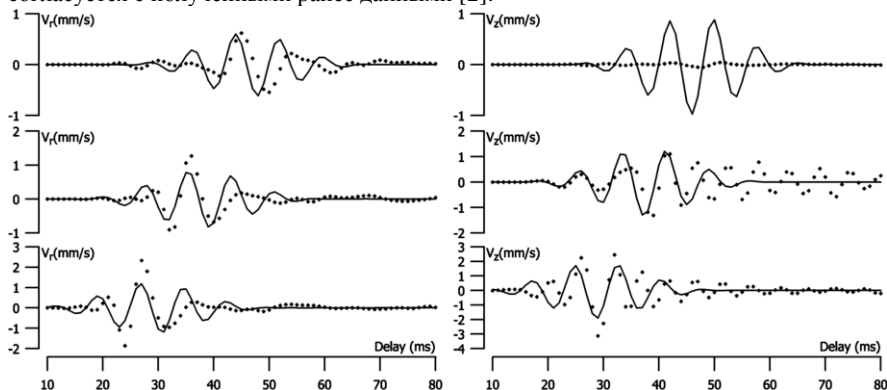


Рис.

На рис. показаны вычисленные и измеренные отклики на трех ближайших к вибратору геофонах. Измеренные (символы) и вычисленные (линии) проекции скорости отражают вклад волны Рэлея. Как видно из рисунка, форма измеренного импульсного отклика отличается от формы вычисленного. Основные отличия заключаются в первую очередь в появлении длинного «хвоста», что, по мнению авторов, связано с рассеянием волны на неоднородностях в приповерхностном слое. Толщину этого слоя можно оценить как одну шестую часть длины волны Рэлея для средней частоты 150 Гц: $h \approx 13$ см. Отметим, что по мере удаления от источника различия между измеренными и вычисленными откликами становятся все более значительными, что также указывает на накопление эффектов рассеяния, появление дисперсии волны Рэлея и т.п. проявления неоднородности приповерхностного слоя.

Проведенное количественное сопоставление импульсных откликов волны Рэлея указывает на возможность использования не только кинематических (скорости), но и динамических (амплитуды) характеристик. Предполагается определение парамет-

ров слоистой среды по минимизации отклонения между измеренным и вычисленным импульсными откликами, включая отраженные и преломленные волны, т.е. решение обратной задачи или задачи инверсии параметров среды.

- [1] Miller G.F., Pursey H. The field and radiation impedance of mechanical radiators on the free surface of a semi-infinite isotropic solid. – London: Proc. of the Royal Society, 1954. P. 521.
- [2] Авербах В.С., Лебедев А.В., Марышев А.П., Таланов В.И. //Акуст. журнал. 2008. Т. 54, №4. С. 607.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ЗВУКА В ДНЕ МЕЛКОГО МОРЯ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ МОДОВОЙ ДИСПЕРСИИ

В.А. Лазарев, В.И. Романова, А.И. Хилько

Институт прикладной физики РАН

В настоящей работе основное внимание сосредоточено на исследовании адаптивных методов приема и согласованной фильтрации принимаемых сейсмоакустических (СА) импульсов при использовании бистатистической схемы зондирования морского дна. Особенностью таких измерений, отличающих их от других подобных измерений [1, 2], является то, что в рассматриваемых экспериментах регистрация сигналов осуществлялась горизонтальной решеткой из 60 расположенных вблизи дна на расстоянии 20 метров друг от друга гидрофонов. Результирующий отклик приемной решетки формировался при фазировании решетки на источник. Такое согласованное пространственное накопление СА импульсов позволило на 10–12 дБ повысить отношение сигнала к шуму, что привело к существенному росту достоверности при оценке параметров дна. Используемый алгоритм решения обратной задачи по реконструкции акустических характеристик донных слоёв основывался на минимизации невязки между измеренным распределением амплитуды акустической волны в частотно-временной плоскости и аналогичным распределением, рассчитанным при разных параметрах среды [2]. Следует отметить, что эффективность решения обратной задачи в существенной степени зависит от априорной информации, в частности, приближенные данные о строении дна и гидроакустического волновода, о характеристиках шумов и помех. Для решения задачи регуляризации измеренных данных, исходя из моделей формирования СА импульсов при распространении в мелком море, выполнялась предварительная обработка данных, которые представлялись в форме динамического спектра (рис. 1., на котором правый кадр отличается от левого значительно большей протяженностью трассы).

Используемое в настоящей работе решающее правило заключалось в выполнении сравнения координат максимумов на частотно-временном распределении с гипотезами, представляющими собою соответствующие дисперсионные зависимости, рассчитанные с помощью модели мелкого моря. Характеристики донных слоёв оценивались по наилучшему совпадению дисперсионных характеристик с измерен-

ным распределением при переборе параметров дна. Перебор выполнялся с учетом иерархии влияния параметров на дисперсионные кривые. В частности, на представленных на рис. 1 динамических спектрах выполнялась полосовая фильтрация с шагом 0,1 Гц. Полоса фильтра составляла 1 Гц. Предварительно осуществлялось фазирование и усреднение по 60-ти приемникам. Динамический спектр нормировался на максимум и представлялся в логарифмическом масштабе.

Из приведенных на рис. 1 (и других полученных данных) видно, что в диапазоне частот 5–20 Гц структура модового состава импульсов практически не изменяется, увеличиваются лишь межмодовые задержки. На частотах выше 20 Гц на ма-

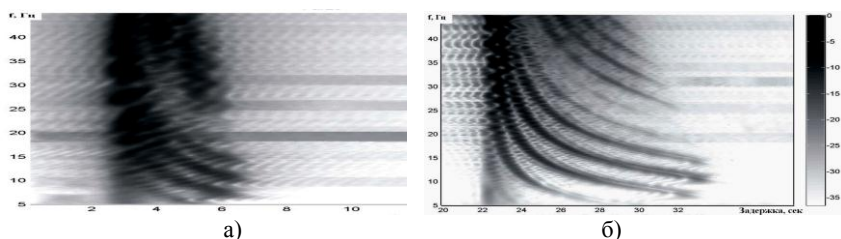


Рис. 1

лах (до 15 км) дистанциях отдельные моды не разрешаются. На расстояниях 30 км и более разрешаются моды с номерами больше восьми. Обращает на себя внимание слабая интенсивность седьмой и особенно восьмой мод на всех дистанциях. Как показывает анализ моделей, указанное поведение динамического спектра можно объяснить лишь в предположении, что в пределах точности измерений исследуемый волновод на рассмотренных дистанциях можно считать однородным.

На рис. 2, а представлен увеличенный фрагмент одного из распределений (рис. 1, б). По этому фрагменту были измерены необходимые для определения в дальнейшем критические частоты возбуждения нормальных волн и зависимости групповой скорости от частоты (частота $F = 20$ Гц, задержка $d = 1,2$ с, скорость в воде $c =$

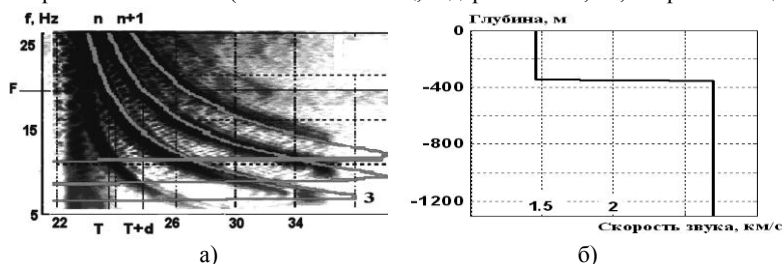


Рис. 2

1455 м/с, скорость в дне $C = 2700$ м/с, номер моды $n = 4$, толщина воды $h = 300$ м).

Таким образом, установлено, что наилучшее совпадение модовой дисперсии, рассчитанной и измеренной соответствует скорости звука в дне $C = 2700$ м/с.

Работа выполнена при поддержке программ ОФН РАН «Когерентные акустические поля и сигналы» и ОФН РАН «Фундаментальные основы акустической диагностики искусственных и природных сред», ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 гг. (контракт № 02.740.11.0565), а также РФФИ (проект № 09-02-00044).

- [1] Голубев В.Н., Лазарев В.А и др. //В кн.: Интерференция широкополосного звука в океане /Под ред. В.А. Зверева, Е.Ф. Орлова. – Горький: ИПФ АН СССР, 1984. С. 93.
- [2] Wan L., Zhou J.X., Rogers P.H. Low-frequency sound speed and attenuation in sandy sea bottom from long-range broadband acoustic measurements // J. Acoustic Soc. Am. 2010. V. 128. No.2. P. 578.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РЕВЕРБЕРАЦИИ СЕЙСМОАКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ В МЕЛКОМ МОРЕ

В.И. Романова, В.А. Лазарев, А.И. Малеханов, А.И. Хилько

Институт прикладной физики РАН

Одним из требований проведения инженерных сейсмоакустических (СА) работ в шельфовых зонах является минимизация негативного воздействия мощных сейсмоакустических источников взрывного типа на экологию океана [1]. Однако снижение мощности взрывных источников ведет к ограничениям эффективности морской сейсморазведки, поскольку накопление полезных сигналов от таких некогерентных пневматических, искровых, а также взрывных СА источников малоэффективно, из-за их низкой воспроизводимости и когерентности [2]. Как показали исследования, необходимые для решения практических задач, разрешающая способность и глубины СА зондирования могут быть достигнуты при использовании широкополосных когерентных гидроакустических (ГА) источников [2]. Мощность излучения таких источников относительно невелика. Тем не менее, благодаря высокой когерентности излучаемых сигналов, необходимая эффективность СА зондирования может быть достигнута накоплением сигналов.

Апробирование сейсмоакустического зондирования морского дна с помощью когерентного ГА источника проводилось в Каспийском море при подводной буксировке приемно-излучающего комплекса с помощью НИС [2, 4]. Буксируемый подводный аппаратный комплекс состоял из закрепленного на гидросамолете когерентного ГА излучателя и горизонтально ориентированной приемной решетки из 25 цифровых гидрофонов (рис. 1). Излучатель буксировался на глубине 30 м в районе с глубинами места, меняющимися в интервале 200÷600 м. Зондирование выполнялось с использованием когерентного ГА источника, возбуждающего зондирующие ЛЧМ импульсы в различных частотных интервалах. Длина импульсов равнялась 0,12 секунды. При мощности излучения порядка 100÷300 Вт в различных частотных диапазонах, отношение полезных, отраженных от дна сигналов к шуму составляло от 5 до -15 дБ. Существенной помехой при СА зондировании дна является

реверберация, формирующаяся при рассеянии зондирующих импульсов на случайных неоднородностях среды и, в первую очередь, поверхности дна. Реверберационные помехи формируются в широком интервале задержек в областях донной поверхности, представляющих собою площадки пересечения импульсных объемов и диаграммы направленности приемной решетки (области R_0 , R_1 и т.д. на рис. 1).



Рис. 1

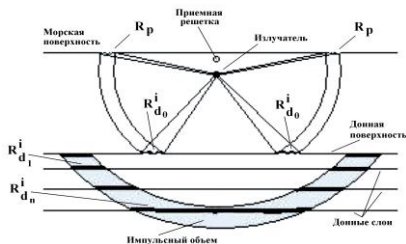


Рис. 2

В области малых задержек (0,1–0,2 с) реверберация формируется за счет ветрового волнения при отражении СА импульсов от поверхности океана. Уровень таких реверберационных помех существенно меньше корреляционных помех прямого сигнала, что является следствием, в том числе того, что приемная решетка располагается вблизи поверхности, и рассеяние от поверхностных неоднородностей происходит под малыми углами. В интервале больших значений задержек реверберационные помехи формируются в основном за счет рассеяния на случайных неоднородностях дна. Начиная с интервала задержек 0,5 секунд, формируются интенсивная донная реверберация, которая, спадая по уровню, перекрывает широкий интервал задержек, вплоть до полутора и более секунд. Суммарный сигнал донной реверберации содержит в себе сигналы, рассеянные как случайными неоднородностями донной поверхности (области R_p на рис. 2), так и совокупностью объемных случайно распределенных неоднородностей донных слоев (области на рис. 2, закрашенные серым цветом) и случайными неоднородностями границ донных слоев (области R_d на границах донных слоев, рис. 2). Объектом СА зондирования (профилирования) являются горизонтальные вариации глубин, на которых располагаются границы донных слоев в интервале задержек от 0,5 секунд и далее. Уровень «полезных» сигналов, соответствующих отражению от таких границ, спадает за счет затухания и, начиная со значений задержек $0,5 \pm 1$ секунда, становится слабым и практически полностью маскируется шумами НИС буксировщика. Таким образом, после включения регистрации рассеянных компонент очередного импульса, в интервал задержек протяженностью 0,1 секунды попадали сигналы, рассеянные границами лежащих на глубинах порядка 0,8–1,2 км. Кроме того, туда же попадали импульсы, рассеянные совокупностью случайных неоднородностей в соответствующем импульсном объеме (объем, закрашенный серым цветом на рис. 2), а также рассеянные на случайных неоднородностях верхней границы дна в пределах проекции импуль-

сного объема, удаленного на дистанциях порядка 400–500 м от источника (области R_{di} , на рис. 2).

Работа выполнена при поддержке программ ОФН РАН «Когерентные акустические поля и сигналы» и ОФН РАН «Фундаментальные основы акустической диагностики искусственных и природных сред», ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 гг. (контракт № 02.740.11.0565), а также РФФИ (проект № 09-02-00044).

- [1] Мерклин Л.Р. // В кн.: Доклады IX научной школы-семинара акад. Л.М. Бреховских «Акустика океана» и XII сессии РАО. – М.: ГЕОС, 2002. С. 351.
 [2] Лазарев В.А., Малеханов А.И., Мерклин Л.Р. и др. // В кн.: Фундаментальные исследования океанов и морей. – М.: Наука, 2009. С. 126.

АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В СРЕДАХ С ГИСТЕРЕЗИСНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ И ЛИНЕЙНОЙ ДИССИПАЦИЕЙ

В.Е. Назаров, А.В. Радостин, С.Б. Кияшко

Институт прикладной физики РАН

В последнее время в акустике для описания нелинейных волновых процессов в различных твердотельных средах все чаще применяют уравнения состояния, содержащие гистерезисную нелинейность. Гистерезисные свойства характерны для многих микронеоднородных твердых тел, особенно для мягких металлов, горных пород. Уравнение состояния гистерезисной среды (без линейной диссипации) можно представить в виде [1]:

$$\sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon}) = E \left(\varepsilon - \alpha \varepsilon_m \varepsilon - \text{sign}(\dot{\varepsilon}) \beta (\varepsilon^2 - \varepsilon_m^2) / 2 \right), \quad (1)$$

где σ , ε , E – напряжение, деформация и линейный модуль упругости соответственно; α , β – параметры гистерезисной нелинейности, $|\alpha| \varepsilon_m \ll 1$, $|\beta| \varepsilon_m \ll 1$, $|\beta| \gg 1$.

Без учета линейной диссипации задача о распространении упругих волн в средах, описываемых уравнением (1), имеет аналитическое решение. При ее учете применяются приближенные методы [2], либо численный метод, представленный в данной работе.

Подставляя уравнение (1) в уравнение движения, переходя к сопровождающей системе координат и безразмерным переменным, получим:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = -\varepsilon \left| \frac{\partial \varepsilon}{\partial \theta} \right| + A \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial \theta^2}, \quad \theta = t - \sqrt{\rho/E} \int_0^x (1 - \alpha \varepsilon_m) dx. \quad (2)$$

где z и θ – пространственная и временная переменные, а параметр A характеризует линейную диссипацию.

Поскольку гистерезисная нелинейность является нечетной, то решение уравнения (2) будем искать в виде разложения в ряд Фурье по нечетным синусным составляющим. Далее, используя симметрии уравнения (2), получим, что производная будет состоять из нечетных косинусных составляющих, а ее модуль – из четных:

$$\varepsilon(z, \theta) = \sum_{i=0}^{\infty} a_{2i+1}(z) \sin((2i+1)\theta), \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial \theta} = \sum_{i=0}^{\infty} (2i+1) a_{2i+1} \cos((2i+1)\theta), \quad \left| \frac{\partial \varepsilon}{\partial \theta} \right| = \frac{b_0}{2} + \sum_{i=1}^{\infty} b_{2i} \cos(2i\theta).$$

Пользуясь определением коэффициентов ряда Фурье, получим связь коэффициентов разложения $b_{2j} = \frac{2}{\pi} \sum_{i=0}^{\infty} a_{2i+1} \left(\frac{(-1)^{i+j}}{2i+2j+1} + \frac{(-1)^{i+j}}{2i+1-2j} \right)$ и в результате – систему обыкновенных дифференциальных уравнений, для коэффициентов a_{2i+1} :

$$\frac{da_{2i+1}}{dz} = -c_{2i+1} - A(2i+1)^2 a_{2i+1}, \quad (3)$$

$$\text{где } c_{2k+1} = \frac{1}{2} \sum_{i=0}^k a_{2i+1} b_{2k-2i} + \frac{1}{2} \sum_{i=0}^{\infty} a_{2i+2k+1} b_{2i} - \frac{1}{2} \sum_{i=0}^{\infty} a_{2i+1} b_{2i+2k+2}.$$

Система уравнений (3) позволяет получать решение исходного уравнения (2), ограничивая число гармоник в зависимости от требуемой точности. Также достоинством системы является возможность учета других линейных диссипативных свойств (например, рассеяния [2–4]). На рис. 1, 2 приведены профили волн на различных расстояниях от источника для следующих значений параметра A : 0,01 на рис.1 и 0,1 на рис.2.

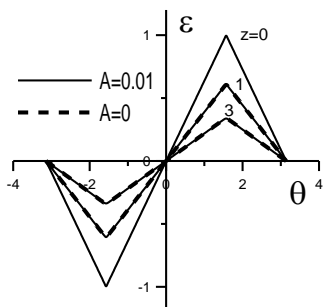


Рис. 1

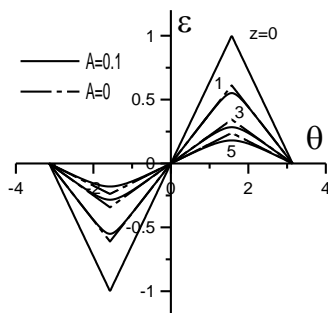


Рис. 2

Как видно из рис. 1, при малых значениях линейной диссипации численное решение уравнения (2) и точное решение без диссипации совпадают с хорошей точностью, что может свидетельствовать о применимости данного метода. Из рис. 2 видно, что при увеличении линейной диссипации профиль волны в окрестности максимума и минимума становится гладким, а вне этих окрестностей волна может быть описана точным решением без диссипации.

Полученные результаты представляют интерес для развития теории нелинейных волновых процессов в диссипативных средах с неаналитической нелинейностью; они также могут быть использованы и для создания нелинейных методов акустической диагностики структурно-неоднородных сред и конструкционных материалов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ.

- [1] Назаров В.Е., Радостин А.В. Нелинейные волновые процессы в упругих микро-неоднородных средах. – Н. Новгород: ИПФ РАН, 2007. С. 47.
 [2] Gusev V. //Ultrasonics. 2006. V.44. P. 1335.
 [3] Руденко О.В., Робсман В.А. //ДАН. 2002. Т. 384, №6. С.755.
 [4] Аверьянов М.В., Басова М.С., Хохлова В.А. //Акуст. журн. 2005. Т. 51, №5. С. 581.

АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ В СРЕДАХ С РАЗНОМОДУЛЬНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ И ЛИНЕЙНОЙ ДИССИПАЦИЕЙ

В.Е. Назаров, А.В. Радостин, С.Б. Кияшко

Институт прикладной физики РАН

Разномодульными (т.е. различными при сжатии и растяжении) упругими свойствами обладает достаточно широкий класс сред (некоторые полимеры, композиционные и конструкционные материалы, грунты), а также твердые тела, содержащие трещины с ровными поверхностями, при этом, как все реальные среды, такие материалы в области низких частот обладают и «обычной» линейной вязкой диссипацией. Интерес к этой задаче и ее специфика обусловлены тем, что для волны в разномодульной среде с линейной диссипацией акустическое число Рейнольдса (Re) постоянно, в отличие от среды с квадратичной упругой нелинейностью и такой же линейной диссипацией, где вследствие затухания волны, значение числа Re уменьшается, и в итоге, при $|Re| \ll 1$, ее распространение асимптотически становится линейным. Для разномодульной среды с линейной диссипацией число Re не зависит от амплитуды волны, поэтому, если изначально $|Re| \gg 1$, то в такой среде нелинейный режим распространения волны сохраняется фактически все время ее существования. Важно также отметить, что в разномодульной среде нелинейный режим распространения имеет место только для разнополярных волн, однополярные же возмущения распространяются линейно, с постоянными, но различными скоростями (зависящими от их полярности).

Будем рассматривать следующее безразмерное уравнение:

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial z} = -\frac{\partial |\epsilon|}{\partial \theta} + \delta \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial \theta^2}, \quad (1)$$

где $\epsilon = \varepsilon / \varepsilon_0$, $\theta = \omega \tau$, $z = \gamma \alpha x / 2C_0$, $\delta = Re^{-1} = \alpha \omega / \gamma C_0^2$, ε_0 и ω – характерные (например, начальные) амплитуда и частота акустической волны. Из этого уравнения следует, что эволюция волны в такой среде зависит только от параметра δ , причем, в случае $|\delta| \ll 1$ получаем сильно-нелинейную волну, а в случае $|\delta| \gg 1$ – практически линейное ее распространение.

Вначале рассмотрим автомодельное (или самоподобное) решение уравнения (1). Будем искать решение методом разделения переменных:

$$\in(z, \theta) = \Psi(\theta)Z(z), \quad Z(z) > 0, \quad Z(z=0) = 1.$$

При $m < 1/4\delta$ ($\delta \geq 0$), решения уравнения (1) с точностью до произвольной положительной константы для $\Psi(\theta)$ имеют вид:

$$\in(z, \theta) = -\exp\left(-\frac{|\theta|}{2\delta}\right) \operatorname{sh}\left(\frac{\sqrt{1-4m\delta}}{2\delta}\theta\right) \exp(-mz).$$

При $m > 1/4\delta$ самоподобное решение описывает периодическую по θ волну. Каждый ее период также является асимметричным разнополярным импульсом, определяемым выражением:

$$\in(z, \theta) = -\exp\left(-\frac{|\theta|}{2\delta}\right) \sin\left(\frac{\sqrt{|1-4m\delta|}}{2\delta}\theta\right) \exp(-mz), \quad -\frac{2\pi\delta}{\sqrt{|1-4m\delta|}} \leq \theta \leq \frac{2\pi\delta}{\sqrt{|1-4m\delta|}}.$$

При произвольном граничном условии точного аналитического решения уравнения (1), по-видимому, не существует, поэтому для первоначально синусоидальной волны [$\in(z=0, \theta) = \sin\theta$] будем использовать спектральный метод. Для этого учтем нечетную симметрию отражения уравнения (1): в недиспергирующей среде с четной нелинейностью положительный и отрицательный полупериоды первоначально асимметричной волны, в частности, синусоидальной, искажаются асимметрично. В соответствии с этим свойством, решение волнового уравнения (1) можно представить в виде разложения в ряд Фурье только по гармоникам $\sin(n\theta)$ – это сильно упрощает процедуру расчета нелинейного искажения волны:

$$\in(z, \theta) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n(z) \sin(n\theta).$$

Далее, подставляя в уравнение (1), получаем линейную систему связанных обыкновенных дифференциальных уравнений для коэффициентов $a_n(z)$:

$$\frac{da_n(z)}{dz} = -\frac{2n}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} a_k(z) \left[\frac{[1 - (-1)^{n-k}]k}{n^2 - k^2} \right] - \delta n^2 a_n(z). \quad (2)$$

Система уравнений (2) позволяет численно решить волновое уравнение (1), ограничивая число гармоник n в зависимости от требуемой точности решения задачи. На рис. 1, 2 представлены профили первоначально синусоидальных волн в зависимости от расстояния при $\delta = 0,01$ (рис. 1) и $\delta = 0,1$ (рис. 2).

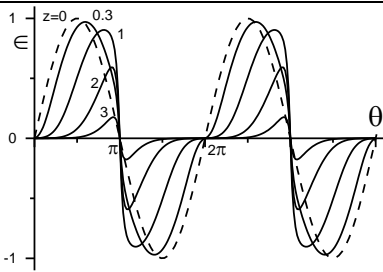


Рис. 1

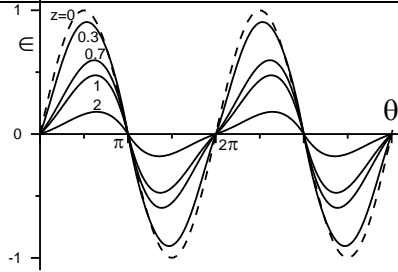


Рис. 2

Полученные результаты представляют интерес для развития теории нелинейных волновых процессов в диссипативных средах с неаналитической нелинейностью.

Работа выполнена при поддержке РФФИ.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГАШЕНИЯ ГРАВИТАЦИОННО-КАПИЛЛЯРНЫХ ВОЛН ТУРБУЛЕНТНОСТЬЮ

О.В. Шомина²⁾, С.А. Ермаков¹⁾, И.А. Капустин¹⁾, Т.Н. Лазарева¹⁾

¹⁾Институт прикладной физики РАН

²⁾Нижегородский госуниверситет

Взаимодействие волн с турбулентностью представляет собой одну из фундаментальных проблем гидродинамики, решение которой однако далеко от завершения. Важное геофизическое приложение данной проблемы связано с анализом механизмов затухания ветровых гравитационно-капиллярных волн и формирования зон «выглаживания» волнения на морской поверхности. К настоящему времени имеется ряд теоретических работ [1–3], где рассматривается механизм затухания из-за «размешивания» волнового движения по глубине турбулентными скоростями [1], анализируется затухание в рамках полуэмпирической модели турбулентности в терминах вихревой вязкости [2, 3], а также рассматривается эффект рассеяния волн на турбулентном поле скоростей. Соотношение между этими механизмами пока остается невыясненным. Что касается результатов экспериментальных исследований (см., например, [4]), то из-за значительных различий в постановке задачи невозможно сделать однозначных выводов относительно зависимостей коэффициентов затухания от характеристик волн и турбулентности. Можно сделать вывод, что имеющиеся в литературе результаты недостаточны для уверенных заключений о механизмах затухания, и данная проблема нуждается в дальнейшем исследовании. Настоящая работа посвящена развитию методики проведения экспериментов, лабораторному исследованию затухания гравитационно-капиллярных волн в присутствии турбулентности и теоретической интерпретации полученных результатов.

Экспериментальная установка включала вибростенд, на котором находилась прозрачная кювета, вблизи дна кюветы располагалась перфорированная пластина, размер которой незначительно меньше размеров дна. Для визуализации движения жидкости использовались полистирольные частицы, подсвеченные лазерным пучком ножевой формы (лазер 532 нм, 300 мВт; толщина пучка ≈ 1 мм). Новшеством данной работы было использование двухэкспозиционного режима работы камеры. В данном режиме выдержка первого кадра составляла 1–2 мс, а выдержка второго кадра была фиксированной (127 мс), поэтому для получения второго кадра использовалась такая импульсная подсветка, чтобы эффективное время экспозиции двух кадров в паре было одинаковым. На видеокамеру подавался этот же сигнал для синхронизации с подсветкой. Временные диаграммы съемки кадров и подсветки при двойной экспозиции представлены на рисунке.

Посредством корреляционной обработки полученных пар кадров были найдены мгновенные поля скоростей. Характерные пульсационные скорости в турбулентной области составили 4 см/сек. После усреднения по нескольким мгновенным полям скоростей был сделан вывод о том, что величины скоростей средних течений значительно меньше скоростей турбулентных пульсаций. По полям скоростей также был сделан вывод о характерной величине масштаба вихрей: 1–2 см.

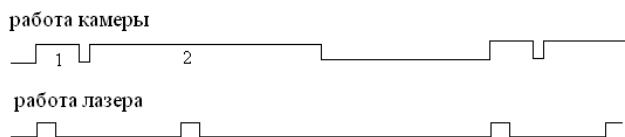


Рис.

В основе предложенного метода измерения коэффициента затухания лежит эффект параметрического возбуждения гравитационно-капиллярных волн (ГКВ). Как известно, коэффициент затухания параметрически возбуждаемых волн пропорционален пороговой амплитуде колебания ускорения g . Таким образом, измеряя последнюю волну, можно получить коэффициент затухания γ .

Особенностью проводимых экспериментов являлось одновременное использование вертикальных колебаний бассейна как для возбуждения турбулентности, так и измерения затухания параметрически возбуждаемых ГКВ. Это достигалось использованием двухчастотного режима работы вибростенда. Низкочастотная составляющая (≈ 2 –3 Гц) служила для возбуждения турбулентности, высокочастотная (выше 4 Гц) – для параметрического возбуждения ГКВ. При этом высокочастотные колебания кюветы практически не давали вклада в энергию турбулентности, поскольку колебательные скорости на высокой частоте были в несколько раз меньше, чем скорости на низкой частоте.

В рамках полуэмпирической модели описания турбулентности коэффициент затухания ГКВ принимает вид:

$$\gamma \approx 2\nu_t k^2 + \sqrt{\frac{\nu_t \omega}{2}} \frac{2}{a} . \quad (1)$$

Здесь ν_t – турбулентная вязкость жидкости, a – ширина бассейна. С использованием данных эксперимента из (1) были получены значения турбулентной вязкости, которые составили величины, на порядок превосходящие значения молекулярной вязкости. Полученный вывод находится в согласии с эффектом «выглаживания» взволнованной поверхности в турбулентных зонах.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (11-05-00295-а, 10-05-00101, 11-05-97027-р_поволжье_а, 11-05-97029-р_поволжье_а), программы РАН «Радиофизика».

[1] Боев А.Г. //Изв. РАН ФАО. 1971. №7. С. 31.

[2] Баренблатт Г.И. Подобие, автомодельность, промежуточная асимптотика. Теория и приложения к геофизической гидродинамике. – Л.: Гидрометеиздат, 1978, 190 с.

[3] Milgram J.H. //J. Geophys. Res. 1998. V.103. P.15717.

[4] Olmez H., Milgram J.H. // J. Fluid Mech. 1992. V.239. P.133.

ТРАНСФОРМАЦИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН НА НЕОДНОРОДНОМ ТЕЧЕНИИ ОТ ПУЗЫРЬКОВОЙ ПЕЛЕНЫ

С.А. Ермаков¹⁾, И.А. Капустин¹⁾, Т.Н. Лазарева¹⁾, Р.Р. Калимулин²⁾

¹⁾Институт прикладной физики РАН

²⁾Нижегородский госуниверситет

Эффект воздействия на поверхностные волны неоднородных течений, возбуждаемых всплывающими пузырьками газа, является важной и пока не до конца изученной проблемой. На этом эффекте основана идея пузырькового волнолома [1], принцип действия которого заключается в блокировке волн, распространяющихся на неоднородном течении, создаваемом пленой всплывающих со дна пузырьков. В статье [1] теоретически проанализирован закон дисперсии и эффекты трансформация волн на течениях модельного вида (постоянного и сдвигового в пределах верхнего приповерхностного слоя), в том числе эффект остановки волн на течениях. Целями данной работы являются: 1) экспериментальное исследование течений, создаваемых пузырьковой пленой; 2) изучение характеристик пленок поверхностно-активных веществ (ПАВ), выносимых при всплытии пузырьков, 3) изучение трансформации поверхностных волн при совместном действии течения и плёнки ПАВ, связанных с пузырьковой пленой.

Эксперименты проводились в кольцевом ветроволновом бассейне ИПФ РАН. В качестве источника пузырьков использовалась закреплённая на дне бассейна трубка с отверстиями диаметром 0,25 мм, в которую с помощью

компрессора подавался воздух. Измерение средних скоростей в толще жидкости

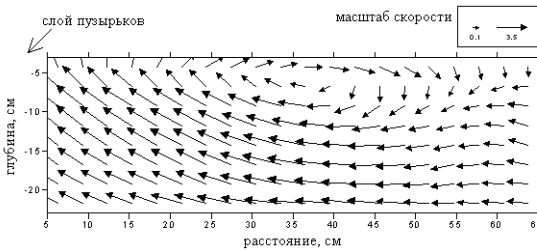


Рис. 1

проводилось с помощью лабораторного акустического велосиметра, зонд которого погружался в воду на разную глубину и на разных расстояниях от пузырьковой пелены. Измерение скоростей в верхнем слое жидкости проводилось с использованием видеосъемки (с

частотой 25 Гц) движения полиэтиленовых частиц с размерами порядка 3 мм, с последующим анализом отдельных кадров видеозаписи. Была проведена серия экспериментов по исследованию взаимодействия поверхностных волн с пузырьковым слоем. Изучалось распространение волн с заданными частотами, амплитуды волн измеряли струнными волнографом. Анализ распределения концентрации ПАВ вдоль бассейна проводился с использованием сеточной методики и метода параметрически возбуждаемых волн [2].

Измеренное в ходе экспериментов векторное поле средних скоростей, создаваемое пузырьками, представлено на рис. 1, в правом верхнем углу указан масштаб скоростей. Среднее течение имеет «роликовую» структуру и симметрично относительно плоскости пелены. Характерные величины скоростей течения в толще воды составляют 2–3 см/с, в приповерхностном слое достигают значений порядка 30 см/с.

На рис. 2 приведены экспериментально полученные зависимости амплитуды волны с частотой 4 Гц от расстояния до волнопродуктора для: а) чистой поверхности воды без пузырьков (●, сплошная кривая – теоретический расчет для чистой воды), б) чистой поверхности воды при наличии течения от пузырьков (кривая 1), в) поверхности с выносимой пузырьками пленкой (кривая 2). В случаях б) и в) наблюдается резкое уменьшение амплитуды волн на расстоянии от 20 до 40 см

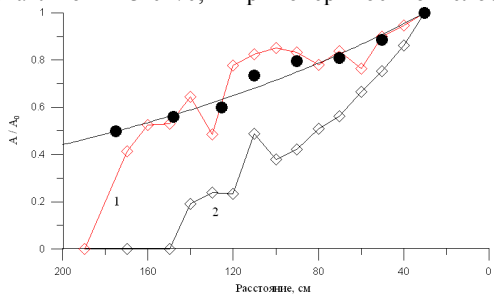


Рис. 2

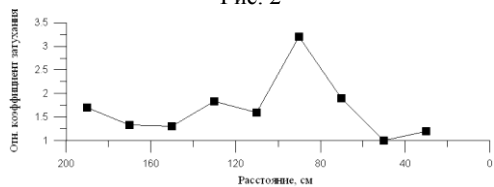


Рис. 3

от пузырьковой пелены, где скорость течения достигает максимума. Это иллюстрирует эффект непропускания волны. Наличие пленки приводит к дополнительному сильному затуханию поверхностных волн. Распределение ПАВ вдоль поверхности бассейна представлено на рис. 3. Плёнка с одной стороны поджимается течением, с другой поверхностной волной. Характер зависимостей амплитуды волны находится в качественном согласии с теорией.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (11-05-00295-а, 11-05-97027-р_поволжье_а, 10-05-00101-а), программа ОФН РАН «Проблемы радиофизики».

[1] Taylor G. //Proc. Roy. Soc. 1955. P. 466.

[2] Ермаков С.А. Влияние пленок на динамику гравитационно-капиллярных волн. –Н.Новгород: ИПФ РАН, 2010, 164 с.

ВОССТАНОВЛЕНИЕ СТАТИСТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ВОЛНЕНИЯ ПО СПЕКТРАЛЬНЫМ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ ХАРАКТЕРИСТИКАМ РАДИОЛОКАЦИОННОГО СВЧ СИГНАЛА, ОТРАЖЕННОГО ВОДНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Ю.А. Титченко, В.Ю. Караев

Институт прикладной физики РАН

Современные радиолокаторы позволяют измерять различные характеристики морской поверхности, например высоту волнения, скорость и направление ветра. В настоящее время при восстановлении параметров рассеивающей поверхности анализируется мощность отражённого сигнала, выражаемая через удельное сечение обратного рассеяния. В докладе рассматривается задача увеличения числа характеристик поверхности, которые могут быть измерены дистанционными методами за счёт совместного анализа спектральных и энергетических характеристик отраженного радиолокационного сигнала, а именно ширины доплеровского спектра и сечения обратного рассеяния.

Предложен радиолокационный метод измерения характеристик волнения при прямолинейном движении носителя на небольшой высоте. Особенностью нового метода является независимость от угла между направлением распространения волнения и направлением движения радиолокатора.

В методе используются две взаимно перпендикулярные антенны с ножевыми диаграммами направленности. Алгоритм восстановления основан на зависимости сечения обратного рассеяния от дисперсий наклонов вдоль и поперек направления распространения волнения [1] и зависимости доплеровского спектра отраженного сигнала от основных статистических характеристик волнения [2].

При размещении измерительного радиолокационного комплекса на спутнике появляется проблема нестационарности волнения в пределах рассеивающей площадки. В этом случае ширина доплеровского спектра и сечения обратного рассеяния антенны несут информацию о статистических параметрах слишком большой площади поверхности, например, при высоте полета 500 км и ширине диаграммы направленности антенны 25° , размер рассеивающей площадки равен 222 км. Известно, что волнение можно считать стационарным на расстоянии 25–50 км. Таким образом, дисперсия наклонов, скорость ветра будут меняться внутри рассеивающей площадки, и восстановить их невозможно в рамках рассмотренного подхода.

Была разработана специальная процедура обработки, которая позволяет определить дисперсию наклонов водной поверхности вдоль направления движения спутника по зависимости мощности отраженного сигнала от угла падения излучения для элементарной рассеивающей площадки, где волнение можно считать стационарным, например, 15 км на 15 км. Принцип обработки основан на применении антенны с широкой диаграммой направленности (ДНА) с последующей доплеровской или временной селекцией отраженного сигнала. Благодаря такому подходу отраженный сигнал от выбранной элементарной рассеивающей площадки принимается в течение всего времени пролета под разными углами падения. Первый этап обработки сводится к тому, чтобы выделить сигнал, пришедший от выбранной площадки и построению зависимости сечения обратного рассеяния от угла падения. На втором этапе зависимость, полученная для выбранной рассеивающей площадки, используется для вычисления дисперсии наклонов вдоль направления движения носителя.

Проведена оценка точности алгоритмов. С ростом скорости радиолокатора по сравнению со скоростью движения поверхности, точность восстановления наклонов поверхности увеличивается, а точность восстановления статистических характеристик поверхности, связанных с ее движением, возрастает при уменьшении скорости движения носителя по сравнению со скоростью движения поверхности. Дисперсия вертикальной составляющей орбитальных скоростей восстанавливается наименее точно, так как ее вычисление рассмотренными алгоритмами происходит в последнюю очередь. Дисперсии наклонов, наоборот, всегда вычисляются в первую очередь и могут быть восстановлены наиболее точно.

В результате проведенного исследования были предложены оптимальные схемы проведения измерений и разработаны алгоритмы обработки данных, позволяющие восстанавливать основные статистические характеристики поверхностного волнения при движении носителя, как на небольшой, так и на большой высоте.

[1] Brown G.S. //J. Geophys. Res. B. 1979. V. 84, No.8. P. 2974.

[2] Мешков Е.М., Караев В.Ю. //Изв. вузов. Радиофизика. 2004. Т. 47. №3. С. 231.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПУЗЫРЬКОВ ПО РАЗМЕРАМ

Н.В. Мионов¹⁾, С.И. Муякшин¹⁾, Г.Е. Фикс²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Институт прикладной физики РАН

Вклад метана в глобальное потепление согласно современным оценкам составляет 15%, поэтому знание производительности источников этого парникового газа важно для предсказаний изменений климата. Пузырьки являются прекрасными рассеивателями звука, и выходы пузырьков обнаруживаются эхолотами. К настоящему времени разработан метод, который позволяет по данным эхолокационного зондирования придонного слоя определить поток метана, выносимый пузырьками из дна. Массовый поток газа J , переносимый пузырьками в вертикальном направлении, можно записать как [1]

$$J = \rho_g \frac{4\pi}{3} \int_0^{\infty} U_{rise}(r) r^3 N_b(r) dr$$

где $N_b(r)$ – распределение пузырьков по размерам, $U=U_{rise}(r)$ – зависимость скорости всплытия пузырька от радиуса, ρ_g – плотность газа в пузырьках. Представляется целесообразным поиск удобной аппроксимации распределения пузырьков по размерам (РПР). Численные эксперименты показали [1], что наиболее приемлемой с физической точки зрения является экспоненциальная аппроксимация РПР вида: $N_b(r)=N_0 \exp(-ar)$ при $r > r_c$ и $N_b(r)=0$ при $r < r_c$. Аппроксимация методом наименьших квадратов результатов измерений РПР, полученных с помощью видеосъёмки пузырьков струй на глубинах от 600 м до 1400 м, даёт для коэффициента в показателе экспоненты $a = 1,1-1,2$ 1/мм [1, 2]. Таким образом, значение $a \approx 1$ 1/мм может считаться характерным для глубоководных источников пузырьков.

Вследствие влияния падения давления, диффузии метана в воду и встречной диффузии растворённых в воде азота и кислорода, при всплытии происходит изменение радиуса одиночного пузырька по размерам и изменение РПР пузырьков в струе. Нами была получена система пяти дифференциальных уравнений, включающая уравнение установившегося движения пузырька, три уравнения диффузии для метана, азота и кислорода и уравнение изменения его радиуса. В работе [3] при рассмотрении динамики всплывающих пузырьков считалось, что поверхность распределяется между газами пропорционально их потокам. В нашей модели мы считаем, что диффузия каждого газа происходит независимо от других через всю поверхность пузырька:

$$\frac{1}{Z_0} \frac{dZ}{dt} = - \frac{U_{rise}(r)}{Z_0}$$

$$\frac{1}{C_0} \frac{dN_1}{dt} = 4\pi r^2 K_1(r) \left[\alpha_1^0 - \alpha_1^s \left(1 + \frac{Z}{Z_0} + \frac{3}{2} \frac{r^*}{r_0} - \frac{T}{T_0} (N_2 + N_3) \frac{1}{C_0 V} \right) \right]$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{C_0} \frac{dN_2}{dt} &= 4\pi r^2 K_2(r) \left[\alpha_2^0 - \alpha_2^s \frac{T}{T_0} N_2 \frac{1}{C_0 V} \right] \\ \frac{1}{C_0} \frac{dN_3}{dt} &= 4\pi r^2 K_3(r) \left[\alpha_3^0 - \alpha_3^s \frac{T}{T_0} N_3 \frac{1}{C_0 V} \right] \\ \frac{dr}{dt} &= \left[\frac{r}{3} \frac{U(r)}{Z_0} + \frac{T}{T_0} \frac{1}{4\pi r^2} \sum_{i=1}^3 \frac{1}{C_0} \frac{dN_i}{dt} \right] \left(1 + \frac{Z}{Z_0} + \frac{r^*}{r} \right)^{-1} \end{aligned}$$

где $i = 1, 2, 3$ соответствует метану, кислороду и азоту, N_i – содержание i -ого газа в пузырьке (в молях), α_i^s – относительная концентрация насыщения i -ого газа, α_i^0 – относительная концентрация i -ого газа в воде.

Для решения этой системы в ИПФ РАН была разработана подпрограмма на языке MATLAB, которая позволяет задавать точности расчета, начальные условия (начальный радиус пузырька, глубину) и константы. Были разработаны алгоритм и программа для расчета эволюции РПП при всплытии пузырькового облака. В составе этого алгоритма упомянутая выше подпрограмма используется для расчета сразу целого набора траекторий пузырьков. При расчете РПП предполагается, что пузырьки не влияют друг на друга и не меняют внешние условия (температуру, насыщающие концентрации газов и их реальные концентрации в воде). Для расчета используется принцип переноса значения РПП, соответствующего начальному радиусу пузырька, вдоль соответствующей фазовой траектории в координатах: «текущий радиус пузырька – глубина». РПП на интересующей глубине определяется путем усреднения значений РПП в нескольких интервалах радиусов. Программа формирует выходные матрицы определенного формата. Эти матрицы можно использовать для расчета РПП на любой глубине, а также для расчета потока любого газа, потока плавучести и т.д.

В частности, для оценки доли метана, достигающей поверхности, с использованием таких матриц был проведен расчет относительного потока по формуле:

$$\frac{Q(z)}{Q(z_0)} = \frac{1}{Q(z_0)} \sum_{i=1}^n N_{met_i}(z) U_{rise}(r_i) N_b(r_i, z) \Delta r_i$$

где $Q(z_0)$ – поток метана на начальной глубине, N_{met} – количество метана в пузырьке на глубине z , Δr_i – интервалы разбиения гистограммы РПП, n – число интервалов.

Для 200 пузырьков при 20 интервалах разбиения гистограммы было получено, что при всплытии с глубины 103,3 м только 10% от исходного потока метана у дна достигнет поверхности. При всплытии с глубины 41,32 м поверхности достигает уже около 65% потока метана. На Горьковском море на глубинах 8–10 м также были обнаружены источники пузырьков, предположительно метановых. С глубины 10 м поверхности достигнет почти весь метан (97,5% начального потока).

[1] Заутер Э., Муякшин С.И. // Океанология. 2010. Т.50, №6. С.1045.

[2] Römer M., Sahling H., Bohrmann G. // Abstracts of the 10th Int. Conf. on Gas in Marine Sediments. 2010. P.73.

[3] Гончаров В.К., Клементьева Н.Ю. // Акуст. журн. 1995. Т.42, № 3. С.371.

ВАРИАЦИИ УПРУГИХ МОДУЛЕЙ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ С ТРЕЩИНОПОДОБНЫМИ ДЕФЕКТАМИ: СРАВНЕНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО И АНАЛИТИЧЕСКОГО ПОДХОДА НА ОСНОВЕ МЕТОДА ВОЗМУЩЕНИЙ

Л.В. Зайцева¹⁾, В.Ю. Зайцев²⁾, В.М. Демкин^{1,2)}

¹⁾ *ГУ ВШЭ-НН*

²⁾ *Институт прикладной физики РАН*

Изменения величин скоростей упругих волн являются важным индикатором появления трещин в горных породах и развития поврежденности в инженерных материалах. Достоверность оценивания концентрации трещин по акустическим и сейсмоакустическим измерениям во многом зависит от качества моделей, описывающих связь этой концентрации и результирующих изменений упругих модулей материала. Несмотря на большое число работ по этой проблеме [1], даже широко используемые модели, основанные на точных решениях для некоторых геометрий трещин, оказываются не всегда способными адекватно описывать наблюдаемые соотношения между одновременными изменениями различных упругих модулей. Это относится, например, к данным по зависимостям скоростей V_p и V_s продольной и поперечной упругих волн от гидростатического давления на исследуемый образец горной породы (в частности, часто исследуются песчаники, типичные для нефтяных полей). С ростом давления концентрация трещин, являющихся мягкими дефектами в породе, постепенно уменьшается, а скорости волн растут, демонстрируя насыщение, когда почти все трещины оказываются закрытыми. С удовлетворительной точностью часто можно полагать ориентацию трещин в материале приблизительно изотропной [2] и считать поврежденный материал приблизительно изотропным.

При обсуждении соответствия моделей и эксперимента упор обычно делается на проблему адекватности теоретического описания при не очень малых концентрациях трещин и, соответственно, не очень малых изменениях модулей, поскольку наиболее естественно получаются выражения именно для малых изменений по теории возмущений. Например, предлагался так называемый самосогласованный подход, в котором в выражениях, по структуре соответствующих методу возмущений, в коэффициентах вместо начальных значений модулей используются результирующие, уже измененные за счет появления трещин значения [3, 4]. Такой подход переоценивает влияние трещин [4]. Физически более оправдан дифференциальный подход. В нем учитывается, что добавление (или убавление) небольшой порции трещин происходит в материал, уже измененный ранее возникшими дефектами, так что изменения модулей описываются дифференциальными уравнениями с коэффициентами, зависящими от текущих значений модулей. Получить эти дифференциальные связи можно из первых членов разложения уже известных выражений (например, полученных по методу возмущений или «самосогласованных») [4]. Обычно они основаны на неких точных решениях (например, для эллиптических трещин), описывающих поле деформаций и напряжений в их окрестности. Несколько иной подход был использован в работе [5], где такие точные решения не

использовались, а трещины рассматривались как планарные включения, высоко податливые как по отношению к напряжению, сжимающему трещину по нормали, так и сдвигу. Отношение q податливостей по нормали N_1 и сдвигу N_2 в модели заранее не фиксировано, что позволяет определить это отношение из сравнения с экспериментом. А сравнение с традиционными моделями типа [3] показывает, что в них $q=(1+\gamma)(2-\gamma)$, где γ – коэффициент Пуассона среды, так что q остается близким к 2 при любом γ среды матрицы, $0 \leq \gamma \leq 0,5$.

В данной работе численно исследовались одновременные изменения пары независимых модулей (в данном случае – модуль объемного сжатия K и сдвига G) на основе выражений работы [5], переформулированных в дифференциальный вид:

$$\frac{dK}{dN_1} = -\frac{K}{3[1-2\gamma(K,G)]}, \quad \frac{dG}{dN_1} = -G\left\{\frac{2}{15[1+\gamma(K,G)]} + \frac{2}{5q}\right\}. \quad (1)$$

Кроме снятия ограничения на малость изменений модулей, дифференциальный подход позволяет прогнозировать эти изменения как при увеличении, так и при уменьшении концентрации трещин, например, при увеличении давления на образец, что особенно интересно практически. Пример сравнения результатов численных расчетов (линии) и экспериментальных данных (кружки) для песчаника Weber [2] в диапазоне давлений 0÷100 МПа приведен на рисунке. Расчеты показывают, что ключевой параметр

q для реальных дефектов оказался близок к восьми, что можно неплохо оценить уже по начальным точкам в пределах 10–20 МПа и, с учетом этого, весьма точно спрогнозировать дальнейшие изменения модулей. При этом расчет по традиционному подходу [3, 4] (с $q \sim 2$) дает совершенно неудовлетворительный прогноз с многократной ошибкой. Также проведено сопоставление предложенного дифференциального подхода (1) и исходной модели [5]. Установлено, что хотя при малых по сравнению с единицей концентрациях $N_{1,2}$ модель [5] сильно занижает прогнозируемые изменения модулей, сами одновременные изменения модулей (как показанные на рисунке) оказались хорошо совпадающими с прогнозом дифференциальной модели даже при $N_{1,2} \sim 10$ (т.е. формально уже за пределами применимости аналитической модели [5]).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 11-05-01003.

[1] Mukerji T., Mavko G., Dvorkin J., The Rock Physics Handbook.– NY: Cambridge Univ. Press. 2009.

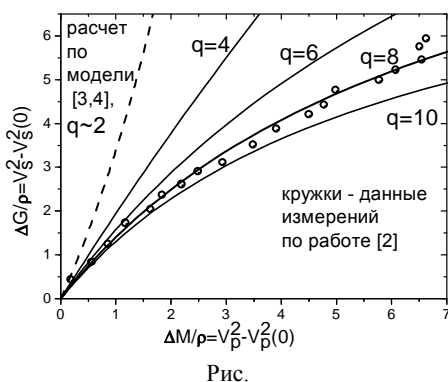


Рис.

- [2] Mavko G., Jizba D. //Geophysics. 1994. V. 59, No.1. P.87.
 [3] Budiansky B., O'Connell R. //J. Geophys. Res. 1974. V.79, No.35. P.5412.
 [4] Henyey F.S., Pomphrey N. //Geophys. Res. Lett. 1982. V. 9, No.8. P.903.
 [5] Zaitsev V., Sas P. //Acustica-Acta Acustica. 2000. V.86. P.216.

РЕЗОНАТОР ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ КАВИТАЦИИ

А.И. Мартьянов, Э.Э. Швыганов

Нижегородский госуниверситет

В большинстве случаев кавитационные явления изучаются в гидродинамических трубах или с помощью акустических концентраторов. Недостаток таких исследований заключается в том, что в области кавитации присутствует постоянный поток жидкости. В докладе представлены результаты разработки стенда для исследования процессов ультразвуковой кавитации в «чистом» виде, т.е. при отсутствии течений и жестких поверхностей. Кавитирующая область формируется в поле стоячей волны трех открытых резонаторов, угол между осями которых составляет 120 градусов. Каждый из резонаторов состоит из плоского излучателя и сферического отражателя (рис. 1).

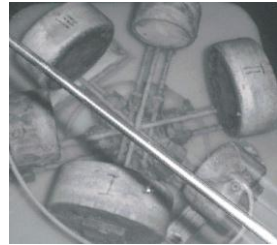


Рис. 1

Оптимальный размер апертуры рефлекторов вычислялся с помощью разработанной программы. Результаты численного счета сравнивались с экспериментально-полученными данными. На рис. 2 представлено распределение поля на оси рефлектора (тонкая линия – теория, жирная линия – эксперимент).

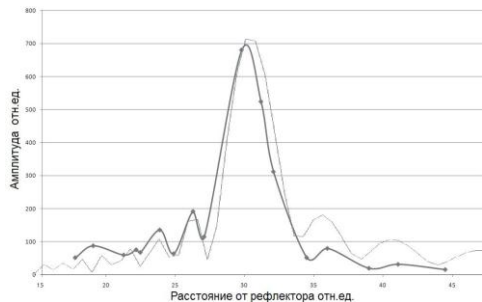


Рис. 2

возможность получения свободной, локализованной кавитирующей области.

Для измерения кавитационных свойств жидкостей в центр резонатора может быть помещена герметичная кювета со звукопрозрачными стенками, которая заполняется водоподобными жидкостями. Такая кювета с бесконтактным датчиком уровня шума, состоящим из эллиптического рефлектора и квазиточечного приемника, помещенного в один из фокусов эллипса, представлена на рис. 4.

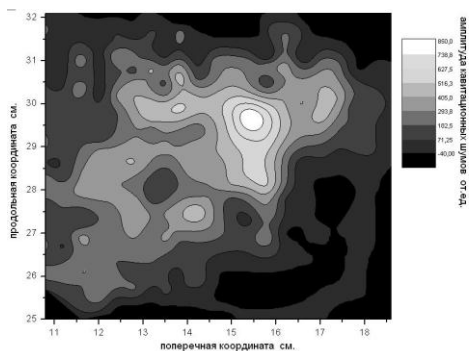


Рис. 3

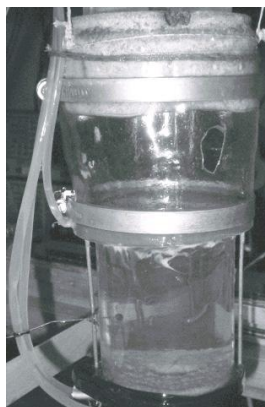


Рис. 4

Работа выполнена в экспериментальном гидроакустическом бассейне кафедры акустики.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ПУЗЫРЬКОВ В АКУСТИЧЕСКОМ РЕЗОНАТОРЕ

В.А.Тихонов¹, И.Н. Диденкулов², Н.В. Прончатов-Рубцов¹

¹Нижегородский госуниверситет,

²Институт прикладной физики РАН

В данной работе численными методами решена задача о движении пузырька в проточном резонаторе. Показано, что движение пузырьков происходит неравномерно, вследствие чего образуется неравномерное по длине резонатора распределение их концентрации. Рассмотрена задача о распределении концентрации пузырьков вдоль резонатора при учете флуктуаций времени ввода пузырьков. Показано, что резонатор с потоком жидкости осуществляет селекцию пузырьков – увеличивается концентрация пузырьков больших размеров.

Рассмотрим плоский акустический резонатор с потоком жидкости, в котором возбуждается стоячая звуковая волна. В данной системе на пузырек действует радиационная сила со стороны звукового поля [1]:

$$\vec{F}_{ак} = -\frac{4\pi}{3} R_0^3 \left(1 - \frac{3p}{\rho R_0^2 (\omega^2 - \omega_0^2)} \right) \nabla p,$$

где ω – частота акустического поля в резонаторе, p – акустическое давление, ω_0 – резонансная частота пузырька радиуса R_0 , ρ – плотность жидкости. Если пузырек поместить в резонатор с потоком жидкости скорости \mathbf{V} , то на него будет действовать гидродинамическая сила со стороны этого потока: $\mathbf{F}_{зид} = 6\pi R_0 \eta (\mathbf{V} - \mathbf{V}_n)$, где η – динамическая вязкость жидкости.

Рассмотрим случай, когда гидродинамическая сила, действующая на пузырек, превышает акустическую. При этом условии пузырьки будут сноситься потоком. Уравнение движения пузырька в данном случае примет вид: $m\mathbf{a} = \mathbf{F}_{зид} + \mathbf{F}_{ак}$, где $m = 2/3 \rho_{ж} \pi R_0^3$ – присоединенная масса пузырька при его поступательном движении. Данное уравнение было решено с помощью численных способов на основе метода Рунге-Кутты 4-ого порядка [2]. На рис. 1 представлены характерные графики движения пузырьков разных размеров вдоль оси резонатора в поле стоячей волны. Пузырек движется по резонатору неравномерно, на графике видны области периодической задержки пузырька.

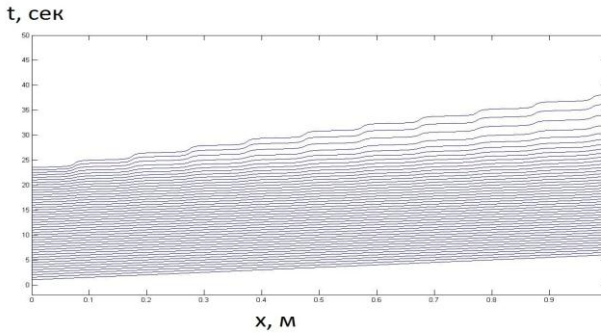


Рис. 1.

Если в резонатор запускается множество пузырьков, то вследствие неравномерности их движения будут образовываться области группировки и дегруппировки. Для описания изменения концентрации пузырьков удобно воспользоваться функцией группировки [3]: $f(t, x_0) = 1/V_n * dx_n/dt$. С помощью функции группировки концентрация пузырьков выражается следующим образом $n(x) = n_0 f(x_0, t)$, где n_0 – начальная концентрация.

Учтем неравномерность ввода пузырьков в резонатор. Будем считать, что время ввода пузырьков в резонатор представляет собой период со случайной добавкой, распределенной по нормальному закону $t_{ввода} = ndt + dt_{случ}$. В данном случае будет происходить замывание периодической структуры группировки пузырьков и связь между функцией группировки и концентрацией нарушится. Для сравнения концентрации и функции группировки было посчитано нормированное СКО функции группировки и концентрации:

$$A_{\text{юр.м}} \left\langle \left\langle \sqrt{\sum_i (n(x_i) - \alpha \frac{dx_i}{dt})^2} \right\rangle \right\rangle.$$

Из численного анализа представленной величины было выявлено, что функция группировки и концентрация пузырьков удовлетворяют условию взаимосвязи при относительном разбросе времени ввода, не превышающем 0,5.

Учтем разброс пузырьков по размерам. Будем считать, что $\omega_0 \gg \omega$. Как видно из рис. 1 крупные пузырьки затягиваются резонатором сильнее, т.к. акустическая сила, действующая на них, больше. Если в резонатор запускаются пузырьки, равномерно распределенные по размерам, то вдоль резонатора концентрация крупных пузырьков возрастет. Наиболее ярко данный эффект наблюдается в области группировки пузырьков, где взаимодействие пузырьков с акустическим полем максимально. На рис. 2 представлены концентрации пузырьков на входе резонатора, вдоль его оси и в области группировки снизу вверх соответственно.

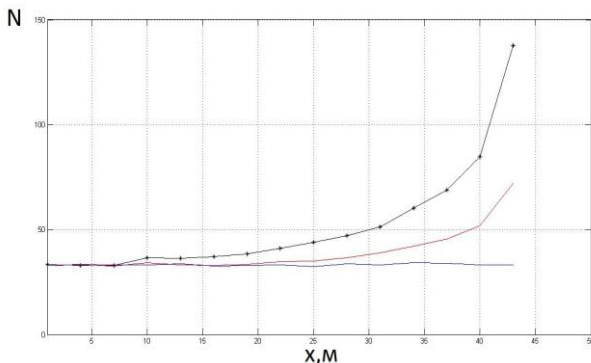


Рис. 2.

[1] Leighton T.G. The acoustic bubble. – London: Academic Press, 1994, 613 p.

[2] Бахвалов Н.С. Численные методы. М.: Наука, 1975.

[3] Токмаков П.Е., Гурбатов С.Н., Диденкулов И.Н., Прончатов-Рубцов Н.В. //Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. Серия Радиофизика. 2006. Вып.1(4). С. 31.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВЕЙВЛЕТ-РАЗЛОЖЕНИЯ ДЛЯ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЯ БЮРГЕРСА

И.Ю. Демин, А.И. Крайнов

Нижегородский госуниверситет

В последние годы для создания численных схем решения уравнений в частных производных получил развитие новый математический аппарат – вейвлет (wavelet) анализ, успешно конкурирующий с фурье-анализом. В основе данного метода лежат специальные классы функций – вейвлетов, которые получаются друг из друга путем масштабного преобразования (растяже-

ния/сжатия) и сдвига. В настоящей работе приведен пример использования вейвлет-анализ для численного решения одномерного уравнения Бюргера (УБ) [1], которое является простейшей моделью, описывающей два механизма, присущие реальной турбулентности: нелинейный перенос энергии по спектру и вязкую диссипацию в области мелких масштабов.

В безразмерном форме модельное УБ имеет вид:

$$\frac{\partial v}{\partial z} - v \frac{\partial v}{\partial t} = \Gamma \frac{\partial^2 v}{\partial t^2}, \quad (1)$$

где параметр Γ оценивает относительный вклад нелинейных и диссипативных параметров. Так, при $\Gamma \gg 1$ (в случае исчезающе малой вязкости) наблюдается лавинообразный рост числа гармоник и сильное искажение фронта волны.

Используем схему решения уравнений в частных производных вейвлет-гаркинским методом [2], а именно будем искать решение УБ (1) в виде:

$$V(z, \theta) = \sum_{j=-1, k}^n D_k^j(z) \varphi_k^j(\theta),$$

где $\varphi_k^j(\theta)$ – базисные вейвлет-функции, а неизвестные функции $D_k^j(z)$ находятся путем численного интегрирования системы обыкновенных дифференциальных уравнений [2]. Разностная схема решения УБ будет записываться в виде:

$$D_m^l(z+s) = D_m^l(z) + s \left[\sum_{r, k} \Omega_{mk}^{lsj} D_r^s(z) D_k^j(z) + \Gamma \sum_{r, k} \Omega_{mk}^{lj} D_k^j(z) \right]. \quad (2)$$

Здесь s – шаг интегрирования по координате, а Ω_m^l – коэффициенты связи, определяемые из интегро-дифференциальных уравнений через базисные вейвлет-функции.

Для реализации данной численной схемы решения УБ была написана программа на алгоритмическом языке программирования C++. В основу алгоритма программы было заложено, что начальное случайное поле задается в виде гауссового случайного процесса с нулевым средним и единичной дисперсией. Затем при заданных значений трассы распространения z и нелинейного параметра Γ проводится вейвлет-разложение и вычисляются коэффициенты связи для каждого уровня. Далее на каждом шаге по времени и для каждого уровня применяется явная схема, после чего проводится обратное восстановление сигнала.

На рис. 1 представлены результаты численного моделирования УБ для длины реализации 1024 точек, $\Gamma=0,04$ (что соответствует числам Рейнольдса равным 25) и трас распространения до $z=10$. Хорошо видно, что решение достаточно устойчивое и описывает взаимодействие ударных фронтов на стадии развитых разрывов. При этом хорошо прослеживается регуляризация начального случайного возмущения, что также является проявлением турбулентности Бюргера на больших расстояниях.

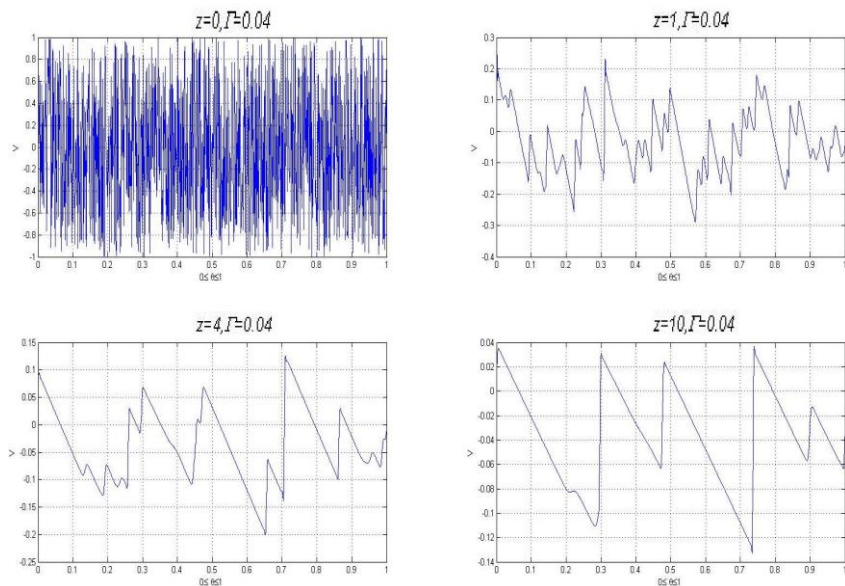


Рис. 1. Эволюция турбулентности Бюргера (численное решение при помощи вейвлет анализа)

Работа выполнена при поддержке Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013гг. (контракт № 02.740.11.0565) и гранта РФФИ № 11-02-00774.

- [1] Гурбатов С.Н., Руденко О.В., Саичев А.И. Волны и структуры в нелинейных средах без дисперсии. Приложения к нелинейной акустике. – М.: Физматлит, 2008, 496 с.
- [2] Qian S., Weiss J. // J. of Comp. Phys. 1993. V. 106. P.155.